

Ecole polytechnique

Thèse en vue de l'obtention du diplôme de
docteur de l'Ecole polytechnique
en physique

**Contribution à la calorimétrie du télescope spatial à rayon γ
GLAST**

et

**étude des cascades électron-photon sur le fond diffus
extragalactique**

Pol d'Avezac

Cette thèse a été soutenue le 27 Septembre 2006

Guido BARBIELLINI (rapporteur)
Denis DUMORA
Pierre ESPIGAT (rapporteur)
Gérard FONTAINE (directeur)
Berrie GIEBELS
Roman KOSSAKOWSKI

Abstract

Starting September 2007, the Gamma Large Array Space Telescope (GLAST) will observe γ -rays of energy between 100 MeV and 300 GeV. A silicium-strip tracker measures their direction, and a calorimeter their energy. The latter is rendered hodoscopic thanks to the disposition of its CsI(Tl) crystals. Weighting 2 tons in all, these are inserted in an epoxy and carbon-fiber structure for protection during take-off.

Inside each crystal, tapering of the signal, coupled with double diodes at each end, allows for the measure of both the energy deposited in that crystal and the mean position of the deposit. On Earth, calibration occurs through the use of cosmic muons.

γ -rays interact with the detector by creating electromagnetic showers. Because of constraints on the design of this space-based calorimeter, only a varying fraction of a shower's energy is deposited inside the calorimeter. This fraction depends on shower energy, direction and proximity to the detector's walls. The γ -ray energy (E) is reconstructed through the optimisation of an estimator as a function of these parameters. The estimator is based on the energy deposited inside the calorimeter (Q) and observables which anti-correlate with Q when E is fixed, thus reducing Q 's variance. The reconstruction algorithm proceeds with a maximum likelihood on this estimator.

Extragalactic γ -rays may initiate electron-photon cascades on the photon background. Observed spectra are a function of the γ -ray attenuation, allowing in return for a measure of the infrared background, and cascade emissions. A spectral signature of the extragalactic magnetic field is considered.

Résumé

Le *Gamma Large Array Space Telescope* (GLAST), dès septembre 2007, observera les rayons γ entre 100 MeV et 300 GeV. Leur direction est mesurée par un trajectographe en couches à pistes de Si, leur énergie par un calorimètre rendu hodoscopique grâce à la disposition de ses barreaux de CsI(Tl). Pesant près de deux tonnes, une structure en fibres de carbone rigidifiée par de l'époxy les soutient pour les protéger durant l'envol.

Dans un barreau, un signal créé par un dépôt d'énergie est atténué en fonction de la distance parcourue. Un système de lecture composé d'une double diode à chaque extrémité permet alors de mesurer l'énergie déposée et sa position moyenne. Sur Terre, la calibration s'effectue grâce aux muons cosmiques.

Un rayon γ interagit en créant une gerbe électromagnétique. Les contraintes spatiales sur la conception du calorimètre font que seule une fraction de l'énergie y aboutit, ce en fonction de l'énergie, l'orientation et la proximité aux parois de la gerbe. L'énergie (E) est reconstruite en optimisant, en fonction de ces paramètres, un estimateur basé sur l'énergie mesurée dans le calorimètre (Q) et des observables réduisant la variance de Q car anti-corrélées à celle-ci à E fixée. L'algorithme de reconstruction procède à un maximum de vraisemblance sur cet estimateur.

Les rayons γ extragalactiques peuvent initier des cascades électron-photon sur le fond de photons. Les spectres observés dépendent de l'atténuation des rayons, permettant en retour une mesure du fond infrarouge, et de l'émission de leurs cascades. Une signature spectrale du champ magnétique extragalactique est alors perceptible.

Remerciements

Je remercie Roman Kossakowski d’avoir accepté la présidence du jury de cette thèse, Guido Barbiellini et Pierre Espigat d’avoir accepté la charge de rapporteurs, Denis Dumorat d’avoir lu attentivement la thèse et fait partie de ce jury.

Je remercie Gérard Fontaine d’avoir été mon directeur de thèse, Patrick Fleury pour du thé rendu, des croissants, et une lecture de mémoire à l’heure des chats.

Je remercie les équipes du NRL de m’avoir accueilli chacune, en particulier Alexandre Checkhtman, Mark Strickman, Eric Grove, ainsi que le SLAC avec Eduardo do Couto e Silva et Richard Dubois. Je remercie les équipes de Bordeaux et Montpellier. Si je ne connais toujours pas ces villes, nous avons travaillé de concert soit aux Etats-Unis, soit en Allemagne, ou bien encore en la Toile.

Je remercie les personnes avec qui j’ai pu travaillé au laboratoire, en particulier Guillaume Dubus mais aussi Philippe Bruel ainsi que toutes les membres du groupe Astro, Bernard Degrange, Gilles Bogaert, Louis-Marie Chounet, et leurs membres temporaires, Nicolas, Hakima, Martin, Marianne et Guilia. Je remercie Ursula Berthon et David Chamont pour leurs multiples explications sur les arcanes de l’informatique.

Je remercie l’ensemble du laboratoire ([73] *and references therein*) pour les nombreuses et plus ou moins fructueuses conversations de couloir. Que ceux qu’à ma très grande honte je n’ai pas cité n’y voient rien. L’essentiel est invisible pour les yeux.

Enfin je remercie Berrie Guiebels pour m’avoir proposé et avoir encadré cette thèse, son succès lui est dû.

Table des matières

Introduction	10
1 Un télescope spatial	13
1.1 Quelques principes de physique	13
1.1.1 Photons	13
1.1.2 Particules chargées	14
1.2 GLAST dans l'astronomie γ	15
1.2.1 Aperçu historique	15
1.2.2 Lorsque GLAST volera	17
1.3 L'astronomie sur une plateforme spatiale	19
1.3.1 Contraintes et avantages d'une mise en orbite	19
1.3.2 Rayonnement cosmique et albédo	21
1.4 Le fonctionnement du détecteur	22
1.4.1 Le trajectographe	23
1.4.2 Le calorimètre	26
1.4.3 Le bouclier anti-coïncidence	26
1.4.4 La prise de données	28
1.5 Les capacités du détecteur	28
1.5.1 La dispersion angulaire	30
1.5.2 La résolution en énergie	31
1.5.3 Surface efficace et sensibilité	31
1.6 Conclusion	32
2 Le calorimètre de GLAST	33
2.1 Description générale	33
2.2 La structure de soutien et les essais environnementaux	33
2.2.1 La structure	34
2.2.2 Etudes et essais environnementaux	34
2.3 Trajet du signal	40
2.4 Le matériau actif : des barreaux de CsI(Tl)	41
2.4.1 Le signal lumineux dans les scintillateurs inorganiques	42
2.4.2 Dépolissage des cristaux, effets sur la propagation	43
2.4.3 Dépendances environnementales	44
2.5 Le système de lecture	44
2.5.1 Les photodiodes	45
2.5.2 L'électronique de sortie	45
2.6 Conclusion	48

3	Calibration des barreaux du calorimètre	49
3.1	Flux et comportement dans la matière des muons.	51
3.1.1	Spectre des muons au niveau de la mer	51
3.1.2	Dépôts d'énergie	52
3.2	Les données.	58
3.2.1	Prise de données	58
3.2.2	Simulation des données	58
3.2.3	Piédestaux	58
3.2.4	Conversion DAC \leftrightarrow ADC	60
3.2.5	Sélection des événements	61
3.3	Atténuation et calibration des mesures de position	63
3.3.1	Mesures	63
3.3.2	Simulation	64
3.4	Gain	66
3.4.1	Mesures	68
3.4.2	Comparaison entre gains simulés et expérimentaux	69
3.4.3	Recherche des causes	78
3.4.4	Conséquences	87
3.5	Calibration en vol	88
4	Reconstruction en énergie	91
4.1	Physique des gerbes électromagnétiques	91
4.1.1	Les processus créateurs	91
4.1.2	Le profil des gerbes	93
4.1.3	Conclusions	95
4.2	Les gerbes vues par le LAT	96
4.2.1	Repères pour le LAT et les gerbes	97
4.2.2	Effets sur les observables de base	98
4.2.3	Comportement plan	101
4.2.4	Comportement longitudinal	102
4.2.5	Conclusions	102
4.3	Création des densités de probabilité de X_L	104
4.3.1	Une nouvelle observable, X_L	104
4.3.2	Optimisation de X_L par réduction de variance	107
4.3.3	Calcul des PDF	112
4.4	Définition des classes d'événements	112
4.4.1	Critères longitudinaux	113
4.4.2	Critères latéraux	114
4.4.3	Conclusions	119
4.5	Reconstruction par maximum de vraisemblance	120
4.5.1	Principes :	120
4.5.2	L'algorithme	121
4.6	Etude des performances	123
4.6.1	Biais, résolutions et importance des queues.	123
4.6.2	Surfaces efficaces	130
4.7	Conclusion	130

5	Propagation des γ	133
5.1	Le fond de photons	134
5.1.1	Le fond cosmique micro-ondes (CMB)	134
5.1.2	Le fond extragalactique (EBL)	136
5.2	Production de paires : $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$	138
5.2.1	Atténuation	139
5.2.2	Emission	140
5.3	Inverse Compton : $e\gamma \rightarrow e\gamma$	142
5.3.1	Taux de diffusion	143
5.3.2	Emission	144
5.4	Influence du champ magnétique	147
5.4.1	Rayonnements des électrons	147
5.4.2	Création d'un halo, retard des cascades	147
5.4.3	Le champ magnétique intergalactique	148
5.4.4	Diffusion sur le champ magnétique	149
5.4.5	Prise en compte du champ dans les équations de transport	150
5.5	Résolution des équations de transport	150
5.5.1	Equations de transport	150
5.5.2	Modélisation de spectres continus en spectres discrets	151
5.5.3	Première ébauche des matrices de transport	152
5.5.4	Conservation de l'énergie	152
5.6	Etude des spectres	155
5.6.1	Etude générale	155
5.6.2	Le cas de 1ES1101-232	158
5.6.3	Effet d'un champ magnétique sur les spectres vus par GLAST	161
5.7	Conclusion	162
	Conclusion	163
	A La fonction log-normale	165
	B La méthode paramétrique	167
	C La méthode d'ajustement du profil	171
	Table des figures	174
	Liste des tableaux	177

Introduction

Le « Gamma Large Array Space Telescope » (GLAST) a vu le jour dans les années 1990 [7]. Il doit prendre la suite du télescope EGRET, embarqué sur le satellite CGRO qui fut satellisé en 1991 et termina sa mission en 2000. En atteignant son orbite en Août 2007 il mettra fin à des années de cécité dans le domaine des rayons γ au GeV. GLAST fait partie d'une vague de nouveaux observatoires à haute énergie qui permettront d'éclairer le fonctionnement des noyaux actifs de galaxie, de déterminer la source des rayons cosmiques ou encore d'explorer le comportement des pulsars. Durant ma thèse, effectuée sous la direction de Gérard Fontaine et Berrie Giebels au Laboratoire Leprince-Ringuet, j'ai participé aux dernières étapes de construction du calorimètre de GLAST, à la phase de calibration qui suivit ainsi qu'à l'élaboration des algorithmes de reconstruction en énergie. Enfin je me suis intéressé aux problèmes d'astrophysique ouverts à GLAST en me concentrant particulièrement sur la propagation des rayons γ dans l'espace extragalactique et les phénomènes de cascades qu'ils peuvent initier. Ce mémoire résume ces activités.

Afin de mieux comprendre l'intérêt et les enjeux expérimentaux, le chapitre 1 brosse l'histoire des télescopes embarqués dédiés à l'observation des rayons γ . Puisque la physique des émissions qu'il observe s'étend sur plusieurs décades d'énergie, on considère ensuite les autres observatoires qui fonctionneront en même temps que GLAST. Ce chapitre décrit enfin l'architecture d'ensemble du détecteur. Celle-ci est fonction des contraintes dues à l'environnement spatial et des capacités observationnelles attendues.

Le fonctionnement global du télescope devenu plus apparent, on s'intéresse par la suite à un de ses sous-détecteurs, le calorimètre. Celui-ci est constitué de seize modules similaires. C'est eux que l'on décrit dans le chapitre 2. On s'attache en premier lieu aux études et essais environnementaux conduits sur les structures de soutien des modules, élaborés, produits et vérifiés par le LLR. La suite du chapitre décrit les composants du calorimètre, barreaux en cristal de CsI, photo diodes et cartes d'acquisition associées. Ces trois types de composant forment la chaîne d'acquisition formant l'un des 1536 canaux du calorimètre. Le but est de suivre le trajet des signaux dans cette chaîne afin de s'attacher dans le chapitre suivant à la calibration.

La calibration de GLAST, qui fait l'objet du chapitre 3 et de son calorimètre a commencé sur Terre. Ainsi le comportement d'un module calorimétrique aux ions (des protons au fer) de haute énergie (plusieurs GeV par nucléons) fut étudié à l'aide d'essais en faisceaux (GSI, Darmstadt). Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse surtout aux prises de données sur les muons cosmiques, effectuées sur tous les modules, aboutissant à la calibration des observables de base du calorimètre, gains et mesures de position dans chaque barreau. En premier lieu, les muons cosmiques et leurs processus d'interaction avec la matière sont présentés. Vient ensuite la description des algorithmes de calibration des piédestaux, de la position et des gains. Ces derniers présentent une anomalie. On tentera de l'expliquer et d'en mesurer l'impact. Enfin, la calibration en orbite à l'aide des ions du rayonnement cosmique est abordée.

Une fois la calibration des observables de base effectuée, il est possible de considérer à une reconstruction de plus haut niveau. Dans le chapitre 4, on s'intéresse à la reconstruction en

énergie des événements γ . La méthode développée durant cette thèse repose sur la méthode « de la dernière couche » mise en place par R. Terrier [98]. L'analyse dite de réduction de variance qui sous-tend cette méthode nécessite un important travail d'optimisation en fonction des configurations du photon par rapport au détecteur, angle d'arrivée, paramètre d'impact et autres. C'est pourquoi la première implémentation de cette méthode fonctionnait dans un cadre limité. Ce chapitre montrera comment la méthode fut étendue hors de ce cadre grâce à des observables mesurées par un autre sous-détecteur, le trajectographe, et la mise en place d'algorithmes d'optimisation les utilisant. Par la suite, l'algorithme de reconstruction utilisant cette analyse, un maximum de vraisemblance, est expliqué. Enfin une étude comparée de ses performances par rapport aux deux autres méthodes de reconstruction déjà existantes est effectuée.

Le chapitre 5 enfin s'intéresse aux observations que pourra mener GLAST. Il s'agit ici de considérer la propagation des rayons γ entre une source extragalactique et l'observateur. En effet, les photons au-dessus de 30 GeV peuvent interagir avec les photons du fond infra-rouge et ne jamais parvenir à l'observateur. Cet effet d'atténuation n'est important pour GLAST qu'à des distances très élevées ($z > 1$). Il l'est par contre dans toutes les observations extragalactiques au-delà de 100 GeV, tel celles menées par l'observatoire HESS ($z < 0.3$) auquel participe le LLR. Les photons atténués initient en fait une cascade d'électrons, de positons et de photons. Une grande fraction de ces derniers peuvent être observés dans la gamme du MeV au TeV. Dans ce chapitre sont décrits les paramètres influençant le développement des cascades, le fond de photons extragalactique de la radio à l'ultra-violet et le champ magnétique extragalactique. Les interactions à l'origine de ces cascades sont aussi traitées en détail. La résolution des équations régissant la propagation des photons mène ensuite à leur exploitation dans un cadre général puis dans le cadre de l'objet 1ES1101-232. En effet les mesures de son spectre permettent d'imposer des limites hautes au flux du fond infra-rouge. On cherche ici à voir dans quelle mesure la prise en compte des cascades et de leur émission pourrait changer les conclusions apportées dans l'article de la revue Nature d'avril 2006 [3].

Chapitre 1

Un télescope spatial

Le Gamma Large Array Space Telescope (GLAST) est le tout prochain instrument créé dans le but de scruter le ciel, observant les rayons γ dans la gamme 100 MeV à 300 GeV. C'est une nouvelle étape pour l'astronomie γ , une discipline encore jeune.

Une description brève des processus et grandeurs physiques en jeu est donnée en section 1.1. Vient ensuite un historique succinct des expériences précédentes ainsi qu'une présentation des observatoires des photons à haute énergie qui fonctionneront en même temps que GLAST, section 1.2. Les avantages et inconvénients d'un instrument spatial sont alors décrits, section 1.3. Le fonctionnement général du détecteur est ensuite abordé en section 1.4. Enfin ses capacités observationnelles sont citées en section 1.5.

1.1 Quelques principes de physique

1.1.1 Photons

L'électro-magnétisme est le vecteur d'information principal de l'astro-physique. Pour autant les principes de détection varient énormément d'une longueur d'onde à l'autre en fonction des mécanismes d'interaction avec la matière et des principes observationnels ¹. Ainsi, la photoluminescence (excitation et désexcitation d'un atome ou une molécule) est prépondérante dans l'infra-rouge et l'optique. À partir de l'eV, l'énergie des photons devient suffisante pour ioniser un atome. C'est l'effet photoélectrique utilisé par exemple dans les photomultiplicateurs. À partir du keV, les instruments ne mesurent plus l'intensité des champs mais comptent chaque photon. Au-dessus de 100 keV, la longueur d'onde des photons est suffisamment petite pour que ceux-ci interagissent directement avec les électrons. L'effet Compton $\gamma + e^-_{\text{au repos}} \rightarrow \gamma' + e^-_{\text{rapide}}$ domine.

Au dessus du MeV, les photons peuvent interagir directement avec les champs électromagnétiques des noyaux du matériau traversé et créer des paires électron-positon ($\gamma + \text{noyau} \rightarrow e^+ + e^-$). La physique en jeu ne distinguant pas les e^+ des e^- , on utilisera le terme d'électron pour les deux. GLAST observera des photons d'une énergie supérieure à 100 MeV qui interagissent donc en premier lieu par ce mécanisme. Les électrons, lorsqu'ils sont suffisamment énergiques (supérieurs à 30 MeV pour le calorimètre de GLAST), donnent à leur tour naissance à des photons, ceci par bremsstrahlung (rayonnement de freinage sur le champ des noyaux). Par ce mécanisme de cascades, les populations de photons et d'électrons augmentent et forment une gerbe électro-magnétique. L'énergie moyenne par particule décroît jusqu'à quit-

¹Ainsi les télescopes Čerenkov observent les émissions au TeV des sources astrophysiques. Mais ils mesurent pour cela des photons dans l'ultraviolet produits secondaires de l'interaction des photons au TeV avec l'atmosphère.

ter peu à peu le régime de création de paire. Les dépôts d'énergie se font ensuite par ionisation et excitation. Ces gerbes électro-magnétiques sont les objets mesurés par les détecteurs de γ .

Créations de paires et bremsstrahlung sont décrits en fonction d'une même échelle de longueur. Elle caractérise l'intensité des champs perçus par la particule. Cette longueur de radiation ($X_0 \sim 716 \text{ g cm}^{-2} \frac{A}{Z^2}$, voir section 4.1) ne dépend que du matériau traversé. Dans cette unité de longueur, la probabilité qu'un photon se matérialise suit une loi exponentielle, apparaissant en moyenne à $\frac{9}{7}X_0$ à l'intérieur de GLAST [106]. De plus, la longueur des gerbes croît comme $X_0 \log E_\gamma$. La résolution en énergie d'un calorimètre dépend alors de sa profondeur en X_0 , sa capacité à contenir la gerbe. La sensibilité d'un instrument tel GLAST dépend ainsi non seulement de la surface de détection mais de sa profondeur en X_0 . C'est pourquoi les satellites décrits dans la prochaine section sont conçus avec des cristaux de densité élevée (NaI, CsI, ...) pour lesquelles $X_0 \sim 2 \text{ cm}$.

La diffusion multiple décrit la déflexion des particules chargées sur les champs des noyaux. Son amplitude croît avec la densité du matériau et l'épaisseur traversée. Ce processus est le facteur limitant dans la trajectographie pour des gerbes issues de photons de moins de 1 GeV (voir section 1.5). Ainsi la déflexion d'un muon traversant $1.5 X_0$ est de l'ordre de 0.8° à 1 GeV et 1.4° à 500 MeV.

Une particule chargée traversant un milieu diélectrique perturbe les champs du matériau et le polarise. Lorsque la vitesse de la particule dépasse la vitesse de phase des ondes électro-magnétiques dans le milieu, on observe un rayonnement Čerenkov. La lumière est directionnelle, avec un cône d'émission d'ouverture $\cos \theta = \frac{1}{\beta n}$, avec n l'indice de réfraction du milieu, $\beta = \frac{v}{c}$ et v la vitesse de la particule. Les pertes d'énergie dues à ce mécanisme sont négligeables, mais, comme il sera vu, un certain nombre de détecteurs spatiaux utilisent ce rayonnement directionnel. C'est aussi le cas des télescopes Čerenkov, terrestres, observant les rayons γ supérieurs à 50 GeV par le biais des gerbes électro-magnétiques qu'ils créent (voir section 1.2.2). Les détecteurs de neutrinos (Antares, Amanda) ainsi que les détecteurs de rayons cosmiques (HiRes et AUGER) utilisent eux aussi ce mécanisme d'émission.

1.1.2 Particules chargées

Les particules chargées qui peuplent l'orbite de GLAST constituent une source de bruit pour le détecteur. Elles sont pourtant utilisées dans le cadre de la calibration de l'appareil. Une description rapide de leurs interactions s'impose.

Les électrons produisent eux aussi des gerbes électro-magnétiques. Ces gerbes sont très similaires à celles produites par des photons. Elles débutent par contre plus tôt [106] par rapport aux gerbes issues de photons. Cette particularité est très utile pour leur réjection.

Les particules plus massives, protons et ions, interagissent de deux façons. Avec en moyenne une énergie de 4 GeV/nucléon , 70% de ces particules provoquent une réaction nucléaire dans le satellite [74]. Ce cas ne sera pas traité dans le cadre de cette thèse [19]. Elles peuvent perdre leur énergie par ionisation, de façon continue. Leur énergie moyenne les place dans le régime du minimum d'ionisation. Celui-ci se caractérise par un dépôt d'énergie moyen par unité de longueur (en X_0) qui au premier ordre n'est fonction que de la charge de la particule. Les fluctuations autour de cette moyenne sont asymétriques, l'importance de la queue au-delà du pic étant fonction de la charge de la particule incidente. On les modélise dans GLAST par une fonction de Landau pour les muons et les protons et une fonction gaussienne pour des ions plus massifs ($Z > 6$). Les particules produisent dans le détecteur une trace rectiligne, la diffusion multiple pouvant être ignorée. On utilise ces traces pour la calibration en énergie du calorimètre. Par la suite, on appelle MIP (Minimum Ionisation Particles) le dépôt moyen d'une particule de charge 1 au minimum d'ionisation.

1.2 GLAST dans l'astronomie γ

1.2.1 Aperçu historique

En 1958, Peterson et Winckler [86] observent un signal dans une chambre à étincelles et un compteur Geiger embarqués dans un ballon au-dessus de Cuba. Le signal n'a pas les caractéristiques classiques associées au passage de rayons cosmiques. Il est par contre concomitant à une éruption solaire détectée en radio. L'astronomie γ est née.

L'histoire se poursuit plus proche des étoiles. Les instruments sont embarqués dans des satellites. En effet, l'atmosphère terrestre a une profondeur de $\sim 28 X_0$ [60], soit une probabilité d'arriver jusqu'au sol de $\sim 3 \cdot 10^{-10}$ pour un photon à incidence verticale. Pour mesurer directement les rayons γ , et d'ailleurs toutes les longueurs d'onde à partir de l'ultraviolet, il est nécessaire de passer au-dessus de l'atmosphère.

En 1968, le satellite OSO-3 [26] prend son envol pour une orbite d'une altitude de 530 km, une inclinaison de 33° et deux ans d'observation. Il a deux instruments à bord, l'un pour les basses énergies (7 – 210 keV), l'autre pour les hautes énergies (> 50 MeV). La surface efficace de ce dernier est de 10 cm^2 . Il utilise des plans de scintillateurs, comme encore aujourd'hui GLAST, ainsi qu'au milieu d'eux des compteurs Čerenkov directionnels. Les premiers servent à convertir les photons en paires d'électrons puis à déterminer leur énergie. Les seconds utilisent le rayonnement des électrons par effet Čerenkov pour déterminer la direction d'incidence des photons. L'instrument détecte 621 candidats photons de plus de 50 MeV. La distribution des photons dans le ciel est particulièrement anisotrope, signant la découverte d'un fond associé à notre galaxie.

Le « Small Astronomy Satellite 2 » (SAS-2) [49], en 1972, est le premier instrument dévoué entièrement à l'astronomie γ . Il utilise deux chambres à étincelles. Elle sera reprise par tous les instruments suivants jusqu'au dernier ayant volé, EGRET. Une telle chambre est constituée de fils métalliques, baignant dans un gaz, aux bornes desquels est appliquée une tension. A leur passage, les particules chargées ionisent le gaz provoquant des étincelles entre les fils. Il est alors possible de visualiser leurs trajectoires. Le vieillissement du gaz est un facteur limitant de la qualité et du temps de vie d'un tel détecteur. Le vieillissement du gaz dépend du nombre de déclenchements des chambres. De plus ces dernières souffrent d'un temps mort important après chaque mesure. Or le flux de rayons cosmiques est mille fois plus important que celui des γ . Il faut donc trouver un moyen de reconnaître les rayons cosmiques pour éviter le déclenchement inutile des chambres. C'est le rôle du dôme d'anti-coïncidence placé au-dessus des deux chambres. Sensible entre 20 MeV et 1 GeV, avec une surface efficace de 540 cm^2 , SAS-2 découvre trois sources galactiques, les pulsars du Crabe et Vela, observent Geminga, dont le spectre s'étend jusqu'au TeV.

Le satellite COS-B [10] est lancé en 1975 et meurt en 1982, bien au-delà de sa durée de vie prévue (2 ans). Son orbite excentrée, d'une période de 37 heures dont 30 hors de la magnétosphère terrestre, le soumet à un rayonnement cosmique plus important mais lui offre ainsi un grand champ de vue. Il observe entre 30 MeV et 3 GeV plus de 50% du ciel. Ses caractéristiques sont présentées sur le tableau 1.1 et un schéma de l'instrument est donné sur la figure 1.1. Son composant principal est aussi une chambre à étincelle. C'est le renouvellement de son gaz qui rendit possible son temps de vie remarquable. Cette opération s'effectuait toutes les six semaines en début de mission mais n'était plus nécessaire que toutes les 36 semaines à la fin, le gaz vieillissant de moins en moins vite. Un calorimètre en CsI d'une profondeur sur axe de $4.5 X_0$ lui est adjoint. Les compteurs Čerenkov permettent de déterminer le sens de propagation des événements pour une meilleure réjection du bruit. Ce satellite découvre vingt-cinq sources, dont des sources extra-galactiques tel le quasar 3C273.

Après la fin de COS-B, il fallut attendre 1991 pour revoir le ciel γ , avec l'« Energetic

E_γ	Résolution en énergie	Résolution angulaire	Surface efficace
70 MeV	50 %	7.2°	12 cm ²
150 MeV	45 %	4.5°	37 cm ²
300 MeV	50 %	3.2°	52 cm ²
1 GeV	67 %	2.4°	48 cm ²
Sensibilité intégrée :		10 ⁻⁶ photons cm ⁻² s ⁻¹	

TAB. 1.1 – Performances de COS-B[60].

E_γ	Résolution en énergie	Résolution angulaire	Surface efficace
100 MeV	26 %	5.5°	930 cm ²
500 MeV	20 %	2.0°	1570 cm ²
1 GeV	19 %	1.2°	1300 cm ²
10 GeV	26 %	0.4°	690 cm ²
Sensibilité intégrée :		5 · 10 ⁻⁸ photons cm ⁻² s ⁻¹	en 2 semaines

TAB. 1.2 – Performances d'EGRET[60].

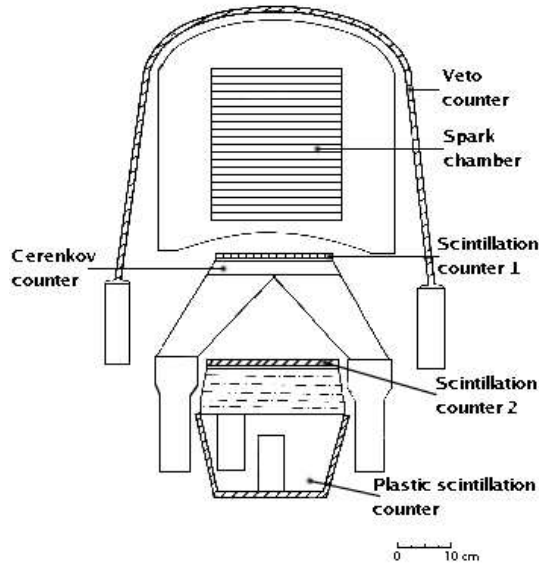
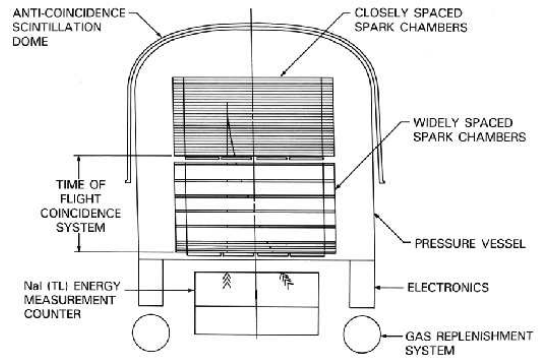
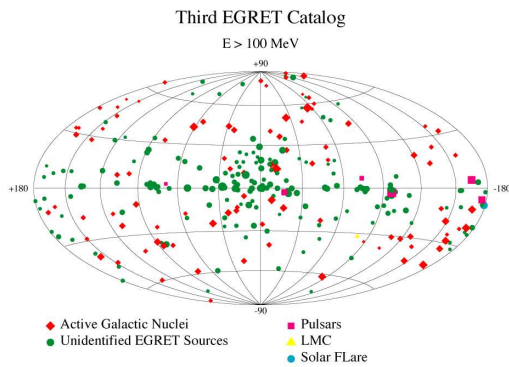
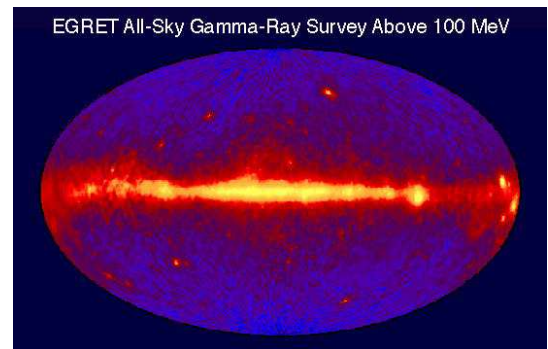
FIG. 1.1 – Schéma du détecteur de γ sur COS-B.

FIG. 1.2 – Schéma d'EGRET à bord de CGRO.

FIG. 1.3 – Sources du 3^{ème} catalogue d'EGRET.FIG. 1.4 – Fond diffus du 3^{ème} catalogue d'EGRET.

Gamma Ray Experiment Telescope » (EGRET) à bord du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) en orbite à 450 km au-dessus de nos têtes. EGRET [60] est le dernier instrument à avoir observé le ciel au-dessus de 100 MeV, ce que fera GLAST. Il fonctionne entre 1991 et 2000. L'instrument observe entre 100 MeV et 30 GeV. Sa sensibilité par rapport à COS-B est améliorée par un facteur 100, (voir tableau 1.2 et figure 1.2). S'il utilise encore une chambre à étincelle, son calorimètre en NaI(Tl) est deux fois plus épais, avec $8X_0$ de profondeur sur axe. Un système à base de plans de scintillateurs mesure le temps de vol des événements dans le but d'éliminer l'albédo, c'est-à-dire les particules montantes déviées par l'atmosphère ou issues de l'interaction de rayons cosmiques avec celle-ci. Son catalogue contient 271 sources dont un sursaut solaire détecté en 1991, le grand nuage de Magellan, la radio galaxie Cen A, 6 pulsars, 66 blazars confirmés, 27 blazars potentiels et 170 sources non-identifiées [56]. Ces sources sont présentées sur la figure 1.3. L'instrument produit aussi une carte complète de l'émission diffuse, figure 1.4, ainsi qu'une mesure du spectre du fond galactique jusqu'à 100 GeV.

1.2.2 Lorsque GLAST volera

L'« International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory satellite » (INTEGRAL), lancé en 2002 permet des observations entre le keV et le MeV. A ces énergies les outils d'optique classiques, miroirs et lentilles sont inopérants car les photons ne sondent plus la structure des matériaux mais celle des atomes directement et individuellement. La focalisation des photons devient donc difficile. Dans un télescope plus classique la direction peut être reconstruite parce que le point de focalisation des photons sur la surface de détection en dépend. Les instruments à bord d'INTEGRAL utilisent plutôt des masques codés, dont la projection sur toute la surface de détection permet une reconstruction des directions des flux. Le satellite abrite quatre détecteurs. Les deux principaux, le spectromètre SPI et l'imageur IBIS, fonctionnent entre 12 keV et 8 MeV pour l'un et 15 keV et 10 MeV pour l'autre. Leur différence tient aux « pixels » de la surface de détection. SPI possède 19 photomultiplicateurs au germanium pour une mesure fine de l'énergie mais avec une résolution angulaire de 2° . IBIS possède plusieurs milliers de « pixels » superposés sur deux couches et offre une résolution de 12 arcmin. Sensibles à plus basse énergie, CHANDRA (0.1 – 10 keV) et XMM-Newton (0.1 – 15 keV) utilisent des miroirs à incidence rasante pour focaliser les rayons sur la surface de détection. Entre ces bandes d'énergie se situe SWIFT (0.2 – 150 keV).

Le satellite AGILE, petit frère de GLAST connaîtra l'espace quelques temps avant celui-ci. Il observera le ciel entre 50 MeV et 100 GeV mais, à cause de sa moindre surface efficace, avec une sensibilité plus réduite.

Au-delà de 20 GeV, une détection au sol redevient possible. Elle est de plus nécessaire car les flux attendus sont très faibles. En effet, les densités de particules suivent généralement une loi de puissance décroissante selon l'énergie. Elles reflètent par là leur origine non thermique. Ainsi le plérion du Crabe émet un flux de $\sim 2 \cdot 10^{-7} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à 100 GeV. La surface efficace de GLAST est de l'ordre de 1.2 m^2 . On s'attend donc à observer à peine plus de quelques dizaines de photons issus du Crabe par an. Au contraire la surface efficace du télescope terrestre HESS [59] peut atteindre $\sim 10^9 \text{ cm}^2$. Cet instrument détecte lui aussi le Crabe [78] mais à raison de $30 \sigma \text{ h}^{-1/2}$, soit $6 \gamma \text{ min}^{-1}$. Les sensibilités comparées d'EGRET, GLAST et HESS sont illustrées sur la figure 1.5².

Les instruments terrestres ont une telle surface efficace car ils utilisent l'atmosphère comme calorimètre. En effet, si les γ sont bien absorbés par l'atmosphère, il devient possible au-dessus de 20 GeV d'en observer indirectement l'interaction, les gerbes électro-magnétiques. Les principaux détecteurs sont optiques. Ils utilisent les photons (principalement ultra-violets)

²Image produite par le DAPNIA, CEA Saclay.

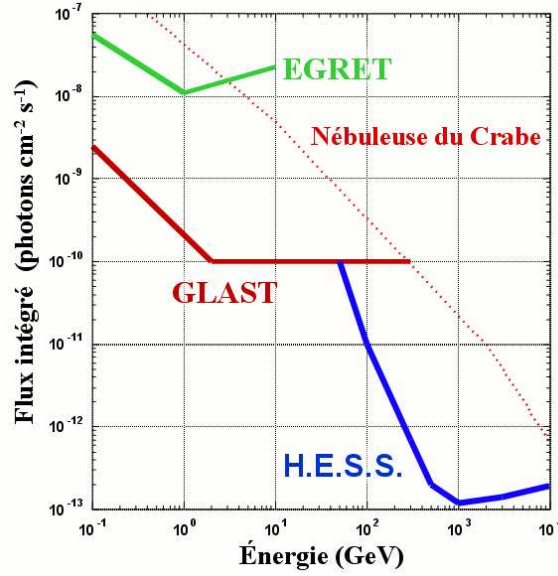


FIG. 1.5 – Sensibilités comparées d'EGRET, GLAST et HESS sur le Crabe. Ces sensibilités correspondent à un temps d'intégration d'une année pour les satellites et cinquante heures pour HESS.

issus des gerbes et créés par effet Čerenkov. Si leur surface efficace est plus grande, leur champ de vue est par contre plus restreint, les télescopes sélectionnant une direction d'observation. Ainsi GLAST observe sur un angle solide de 2.4π sr alors que le champ de vue de HESS est de 5° . En deçà de 20 GeV, les gerbes électro-magnétiques ne sont aujourd'hui pas utilisables pour l'observation terrestre. Elles prennent place trop haut dans l'atmosphère pour les observatoires actuels. De plus l'ampleur du bruit de fond à cette altitude laisse présager des difficultés importantes, avec des gerbes issues d'électrons et donc très similaires à celles issues de photons, ou une pléthore de muons. Les échantillonneurs tel STACEE utilisent les miroirs de centrales solaires pour effectuer leurs observations [21] entre 50 GeV et 250 GeV. Un échantillonnage temporel et spatial du front d'onde leur permet de reconstruire les photons et de rejeter les hadrons. Les imageurs en service en même temps que GLAST seront au nombre de quatre : HESS2 [59], CANGAROO [25], VERITAS [101] et MAGIC [77]. Ces instruments sont ou seront composés de plusieurs télescopes distincts permettant une visualisation stéréoscopique des gerbes. Celle-ci a pour but autant l'élimination du bruit de fond [75] (gerbes hadroniques, arcs Čerenkov des muons) que la reconstruction de l'énergie et de la direction des candidats photons [75] [104]. Ces instruments de dernière génération offrent déjà dans leur configuration actuelle de grandes possibilités. Ainsi HESS a annoncé la découverte de nombreuses sources nouvelles et délivré les premières cartes au TeV de restes de supernovae.

Le recouvrement entre gammes d'énergie des télescopes spatiaux et terrestres au-dessus de 10 GeV sera une première. Une inter-calibration Terre-espace [41] en flux et en énergie des spectres observés est maintenant envisageable. Celle-ci présente un intérêt non-négligeable tant pour GLAST que pour les télescopes Čerenkov. Ces instruments ont en effet des défauts et des qualités de détection complémentaires. Les télescopes Čerenkov ont une très grande surface efficace par rapport aux télescopes spatiaux mais souffrent d'erreurs systématiques d'autant plus important que les énergies observées sont basses [82] (Le seuil en analyse est ainsi placé à ~ 100 GeV aujourd'hui et ~ 20 GeV escomptés dans le futur pour MAGIC et HESS2). Ainsi pour le plérion du Crabe, chandelle standard de l'astronomie γ , les erreurs statistiques sur le spectre sont aujourd'hui de l'ordre de 2% alors que les erreurs systématiques atteignent 20

Bouclier anti-coïncidence	11.5 W
Trajectographe	160.0 W
Calorimètre	71.0 W
Déclenchement et traitement des données	327.5 W
Alimentation et radiateurs	35.0 W
Total utilisé	605.0 W
Alloué à l'instrument	650.0 W
Réserves	14.3 %

TAB. 1.3 – Utilisation de la puissance fournie par GLAST à son instrument LAT [20].

à 30%. Il existe en effet de grandes incertitudes sur la calibration de l'atmosphère (pollution lumineuse, absorption d'une partie des photons issus des gerbes,...) mais aussi sur les modèles Monte-Carlo qui sont les seuls outils permettant de calibrer les méthodes de reconstruction. GLAST, au contraire, pâtit d'une sensibilité en comparaison très réduite (voir figure 1.5). Il bénéficie par contre d'une grande précision sur l'énergie (5-10% en fonction de l'inclinaison pour des $\gamma > 50$ GeV). De plus, il est possible de calibrer l'instrument (et sa simulation) directement par des essais sur faisceau. La comparaison des mesures sur une même source permettra de calibrer les flux. Si de plus cette source possède une brisure dans son spectre observable par les deux instruments, alors l'échelle en énergie des télescopes terrestres pourra elle aussi être mieux déterminée [8]. Par exemple, des coupures exponentielles ou super-exponentielles sont prédites au-dessus du GeV dans le spectre d'émission des pulsars.

1.3 L'astronomie sur une plateforme spatiale

Un certain nombre de difficultés sont inhérentes au domaine spatial :

- Des contraintes techniques liées à la mise en orbite, sous-section 1.3.1.
- Un bruit de fond provenant de l'albédo et du rayonnement cosmique, sous-section 1.3.2
- Une dépendance de la réponse instrumentale en fonction de la position orbitale. Les performances observationnelles de GLAST sont traitées après la description de l'instrument dans la dernière section.

1.3.1 Contraintes et avantages d'une mise en orbite

La mise en orbite d'un satellite est un processus coûteux, ce d'autant plus qu'il est lourd. Ça n'est pas sans conséquences sur GLAST et en particulier sur sa sensibilité. La faible profondeur du calorimètre ($8 X_0$) est par exemple très directement imposée par les contraintes sur la masse. L'encombrement du satellite doit aussi s'adapter aux dimensions du lanceur. C'est ainsi une liberté en moins pour la conception des systèmes de lecture. Les signaux des diodes du calorimètre sont ainsi traitées par des cartes minces (voir la section 2.5) apposées directement sur les premières. La minceur peut entraîner des phénomènes de diaphonie.

La puissance électrique disponible est plus limitée qu'au sol. GLAST possède deux panneaux solaires offrant aux instruments 700 W de puissance. C'est la puissance de cinq ordinateurs personnels au service d'un détecteur de trois tonnes. Cette très faible limite pour un appareil contenant un grand nombre de voies électroniques a imposé un certain nombre de choix dans sa conception : celui des diodes sur les barreaux de CsI du calorimètre ou celui de ne pas mesurer les énergies déposées dans les pistes en Si du trajectographe. Le tableau 1.3 indique la répartition de la puissance dans GLAST [20][57].

Un autre point concerne la bande passante. Un traitement initial des signaux est obligatoire pour diminuer le nombre d'événements à enregistrer et transmettre au sol. Ce filtre ne peut

se faire uniquement au niveau de l'électronique de déclenchement. Il faut des algorithmes de réjection et un processeur embarqué gourmand en énergie pour les appliquer. Afin de limiter encore la taille en mémoire des événements non-rejetés, un nombre restreint d'observables aurait pu être reconstruit immédiatement à bord. Celles-ci seules seraient alors enregistrées puis retransmises au sol. Au contraire, la Terre reçoit pour chaque événement passant le filtre, la totalité de ses données brutes. On maximise ainsi la souplesse des analyses au sol.

Le satellite doit pouvoir résister à l'environnement spatial en commençant par sa mise en orbite. Les composants individuellement puis le satellite dans son ensemble doivent se soumettre à des essais de résistance mécanique. Ils incluent la résistance aux vibrations durant la mise en orbite. La conception passe donc par une étude des fréquences de résonance des composants, à rendre suffisamment éloignées des fréquences principales des efforts subis pendant la mise en orbite. La réponse à un bruit aléatoire simulant ces épreuves est aussi étudiée. Un autre point concerne le dégazage qui se produit pendant l'élévation de la fusée, puis de façon plus graduelle une fois la mise en orbite effectuée. Il ne doit menacer ni l'intégrité des structures ni polluer les systèmes, en se déposant sur l'électronique par exemple. Il est de plus vérifié que les matériaux actifs sont aptes à supporter l'environnement radiatif de particules sans une trop importante dégradation de leurs performances.

L'environnement spatial implique enfin des contraintes thermiques. Leurs origines sont de deux sortes. Le satellite subit des variations extérieures. Elles ont lieu lors de l'envol puis continuent une fois en orbite par la succession de jours et de nuits (sur une période de 95 minutes pour GLAST). Il y a surtout un gradient de température causé par les consommations d'énergie des différents composants. Ainsi, dans GLAST, les modules d'électronique produisent le plus de chaleur. Suivent des modules trajectographiques du fait de leur grand nombre de voies. Enfin viennent les modules calorimétriques. Le satellite subit donc des variations temporelles d'ensoleillement et des sources de chaleur qui produisent des gradients de température variables. Or chaque matériau possède ses propres caractéristiques de dilatation et de capacité thermique. Ceci implique des contraintes mécaniques (en particulier aux frontières entre les composants). Pour les réduire il est nécessaire d'assurer autant que possible la thermalisation du satellite. Celle-ci s'effectue par deux types de mécanismes. La convection, la plus efficace sur Terre, devient inopérante dans le vide orbital. La conduction est par contre favorisée par l'ajout de guides thermiques entre les différents modules. Les échanges avec l'extérieur sont multipliés grâce à des radiateurs. Ces précautions ne font que réduire l'importance des contraintes, il faut aussi vérifier la robustesse du satellite à celles restantes. Des cyclages thermiques font donc partie des essais environnementaux à valider. L'équilibre thermique d'un module calorimétrique prend environ sept heures. Sa température est autorisée à varier entre -30°C et 50°C [76].

De plus, aucune opération de maintenance ne peut être effectuée une fois le satellite en orbite. Ceci implique une excellente fiabilité des systèmes embarqués. Pour plus de sécurité, leur redondance est le plus possible assurée. Au sol, des mesures de sécurité particulièrement draconiennes sont imposées pendant la construction, le transport et l'intégration des différentes pièces du détecteur. Ainsi l'intégration s'effectue en chambre blanche. De plus, toute action sur le détecteur fait d'abord l'objet d'études puis suit une procédure détaillée et attentivement contrôlée. Une documentation de toutes ces actions et de toutes les mesures effectuées est imposée et conservée afin de faciliter le diagnostic de pannes survenant en orbite. Du fait de leur lourdeur et de leur coût, ces contingences sont autant de contraintes en plus sur la construction du détecteur.

Cette impossibilité d'agir physiquement sur GLAST en orbite a aussi des implications sur la calibration du détecteur. Celle-ci est produite en vol à l'aide des particules du rayonnement cosmiques. Elle devra se faire de façon autonome, très littéralement avec les moyens du bord, pendant toute la durée de sa mission. Une calibration sera par contre toujours possible dans

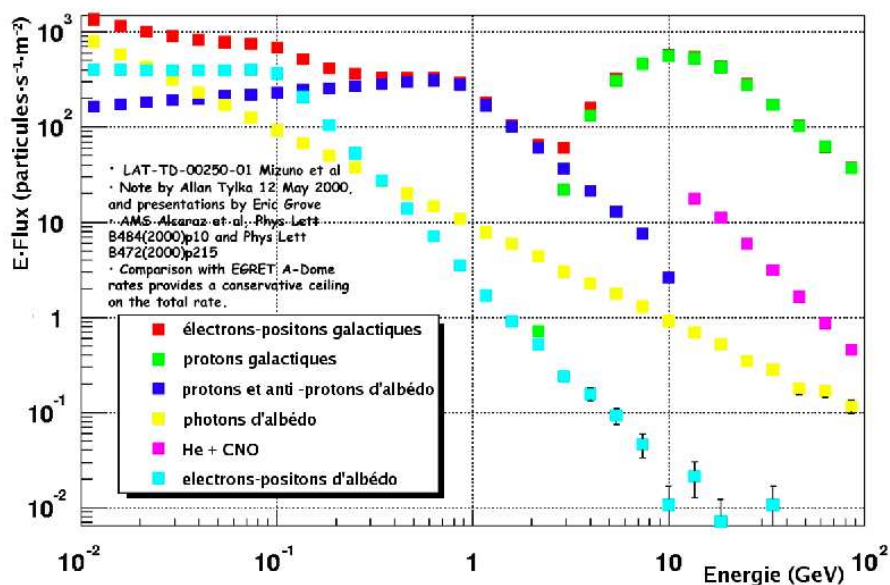


FIG. 1.6 – Fond intégré moyen de particules chargées au niveau de l'orbite de GLAST, selon la référence [95], totalisant 4 kHz/m² pour un flux du Crabe de quelques photons par minutes.

un accélérateur sur les deux trajectographes et quatre calorimètres qui resteront sur terre. Ce type de calibration est une caractéristique des satellites. Les télescopes Čerenkov, dont le calorimètre est l'atmosphère au-dessus d'eux, ne peuvent pas être ainsi calibrés.

1.3.2 Rayonnement cosmique et albédo

Sur l'orbite de GLAST, altitude de 550 km pour une inclinaison de 28°, les particules chargées constituant le bruit de fond sont au moins mille fois plus nombreuses que les γ astrophysiques. L'environnement radiatif dans lequel baignera GLAST doit impérativement être étudié. C'est d'autant plus important que les particules chargées sont également utilisées pour la calibration (voir section 3.5). Nous considérons pour l'instant la nature et la composition de ces bruits. Sur la figure 1.6 sont présentées les différentes particules chargées composant le bruit de fond, avec leur flux en fonction de l'énergie.

Les rayons cosmiques

La magnétosphère solaire repousse les rayons cosmiques jusqu'à une énergie de quelques GeV par nucléon. L'efficacité de la protection dépend de l'activité de notre étoile. Les particules composant les rayons cosmiques sont principalement des protons et des noyaux d'hélium et des électrons. Des ions plus lourds, en majorité des ions carbone, azote, oxygène et fers sont aussi présents. Les télescopes γ doivent éliminer le signal produit par ces particules afin d'éviter les temps morts et l'accumulation de données. A moins d'une collision inélastique, les ions traversent le détecteur en ligne droite. Les dépôts d'énergie sont alors proches d'une gaussienne au minimum d'ionisation du noyau. Des algorithmes de reconnaissance des traces peuvent retrouver ces ions soit pour les rejeter soit pour les utiliser dans la calibration du détecteur.

Les électrons sont plus retards car ils provoquent des gerbes électromagnétiques tout comme les photons. Par contre, comme les autres particules chargées, ils déposent une charge dans le bouclier anti-coïncidence. Une partie du bruit, ions compris, est rejetée grâce à leur activation du bouclier [106] (section 1.4.3).

L'effet du champ magnétique terrestre

Le champ magnétique terrestre influe sur le détecteur en le protégeant ou non des particules chargées. Ce champ est variable le long de l'orbite de GLAST. C'est pourquoi la fréquence des déclenchements fortuits sera fonction de sa position sur son orbite. En conséquence, la hauteur des pieds de l'orbite des voies de sortie du calorimètre devrait varier. En particulier, le satellite ne prendra pas de données pendant la traversée des pôles et de l'anomalie sud-atlantique. On appelle ainsi une région allant de l'Amérique du Sud à l'Afrique du Sud où la magnétosphère terrestre est moins importante qu'ailleurs. A ce niveau, elle protège donc moins les satellites du flux de rayons cosmiques [48]. GLAST passera 10% de son temps dans cette région.

Les particules chargées d'albédo : protons et électrons

Les particules plus légères, électrons de moins de 100 MeV ou protons de moins de quelques GeV, sont principalement montantes. Elles ont deux origines. Il peut s'agir de particules déviées par la magnétosphère terrestre. L'importance de ce fond est donc principalement liée à l'activité solaire et à son effet sur la magnétosphère terrestre. L'autre origine est directement l'atmosphère terrestre. Il s'agit de particules secondaires, issues de l'interaction des cosmiques avec les couches supérieures de l'atmosphère. Ce fond est responsable de l'essentiel des particules chargées inférieures au GeV. Son amplitude dépend de l'épaisseur d'atmosphère dans le champ de vue considéré. La valeur de 2.4π sr correspond à la dimension à l'angle solide sans atmosphère.

Les photons d'albédo

Les photons d'albédo sont issus des interactions des rayons cosmiques avec l'atmosphère suivis de la désintégration des π_0 ou du bremsstrahlung des électrons produits. Ils représentent plus de la moitié des événements enregistrés par EGRET [87]. L'orbite du satellite CGRO, sur lequel cet instrument se trouvait, possède une inclinaison et une altitude suffisamment proches de l'orbite de GLAST pour que la situation en matière d'albédo soit comparable. Le spectre différentiel de ces photons a été mesuré par EGRET entre 60 MeV et 3 GeV. Celui-ci est bien représenté par une loi de puissance d'indice -1.76 , avec un flux intégré inférieur à $10^{-2} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Ce flux est maximal au niveau de l'horizon.

L'efficacité de la réjection dépendra de la reconstruction possible pour un angle zénithal de 110° . Celui-ci correspond à l'angle entre l'horizon de la Terre et la verticale. Des événements reconstruits à ces valeurs angulaires devraient toucher principalement le calorimètre. Il y a à cela des raisons géométriques. Il y a aussi la profondeur du calorimètre. Les particules d'albédo, peu énergiques, ne traverseront, elles ou leur gerbe, que très rarement la totalité du calorimètre. Ces événements ne déclencheront donc pas dans le trajectographe. Le calorimètre, lui, se déclenche pour un barreau indiquant un dépôt d'énergie supérieur à 1 GeV. EGRET pouvait mesurer les temps de vol pour déterminer le sens de propagation des événements. Pour la minorité d'événements d'albédo déclenchant le calorimètre, ce même travail s'effectue ici grâce à ses capacités hodoscopiques.

1.4 Le fonctionnement du détecteur

Le satellite GLAST est composé de deux instruments :

- Le Gamma-ray Burst Monitor (GBM) [103], figure 1.7 : son but est de déterminer la direction des GRB ayant une émission entre 10 keV et 30 MeV, ceci dans un angle solide de 8 sr avec une précision de 10 arcmin. Il permettra de repointer le satellite en temps réel (entre 40 et 95 s [50]) lors de la détection d'un sursaut gamma.

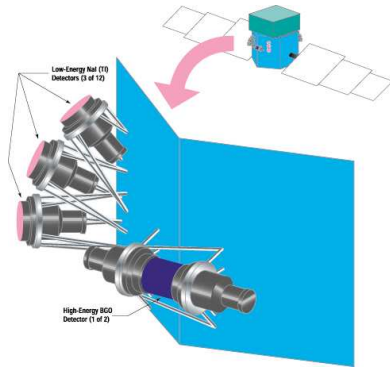


FIG. 1.7 – Le GBM.

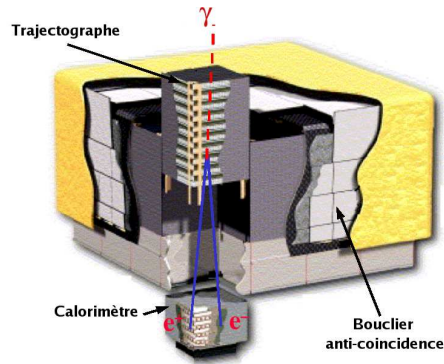


FIG. 1.8 – Le LAT.

- Le Large Array Telescope (LAT), figure 1.8 : c'est l'instrument principal. Son but est de mesurer l'énergie et la direction des photons incidents entre 100 MeV et 300 GeV, dans un angle solide de 2.4 sr.

Nous n'étudions par la suite que le LAT. Ce dernier se décompose lui-même en trois sous-détecteurs :

1. un trajectographe.
2. un calorimètre.
3. un bouclier anti-coïncidence.

Il est constitué de seize tours, chacune ayant trois modules : trajectographe, calorimètre et électronique. Le bouclier recouvre les seize tours.

1.4.1 Le trajectographe

Principe général

Le trajectographe a pour but de déterminer la trajectoire des photons incidents. Pour l'atteindre, le trajectographe tente non pas de visualiser la gerbe dans son entier mais uniquement les premières interactions. L'idée est de mesurer précisément les directions des traces des toutes premières particules créées. Il s'agit donc de favoriser un développement long de la gerbe. La réalisation se fait grâce à l'intercalage de deux types de couches :

- Des plans convertisseurs : faits dans un matériau dense, ils augmentent la probabilité de conversion des γ en e^+e^- . Ces couches doivent être minces. La qualité des traces dépend de leur longueur et de leur rectitude. Il faut donc éviter que les électrons n'interagissent trop que ce soit par bremsstrahlung ou, à basse énergie, par diffusions multiples.
- Des plans de positionnement : ce sont des dispositifs détectant le passage des électrons. Ils permettront la visualisation des traces.

La qualité de la reconstruction de la direction dépend de la longueur des traces relativement à l'incertitude sur le positionnement dans les plans dédiés. Pour une précision fixée, la reconstruction dépend donc de la finesse des plans convertisseurs. La sensibilité du détecteur à une source astrophysique dépend de la probabilité de conversion des photons incidents dans le trajectographe, donc du nombre de plans qui composent ce dernier.

Le trajectographe de GLAST

Le trajectographe de GLAST utilise une technologie plus moderne que celle d'EGRET. Il s'agit des SSD, détecteurs dont les plans de mesure de la position sont composés de pistes en Silicium (Silicon Strip Detector). Les pistes en Si sont des jonctions PN (voir sous-section 2.5.1).

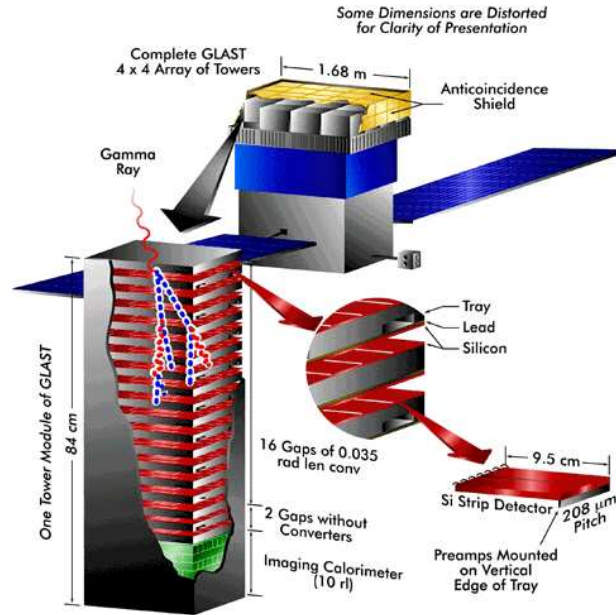


FIG. 1.9 – Un module trajectographique de GLAST.

SSD	Epaisseur	0.4 mm
	Surface	$89.5 \times 89.5 \text{ mm}^2$
	Surface active	$87.552 \times 87.552 \text{ mm}^2$
	Distance séparant les pistes (« Pitch »)	$228 \mu\text{m}$
	Nombre de pistes	384
	Matériau actif	Si
	Longueur de Radiation	$X_0 = 9.36 \text{ cm}$
	Niveau de bruit (total pour le LAT)	45 ± 8 pistes par événement
	Efficacité de déclenchement	$>98\%$
Convertisseur mince	Nombre par plan	4
	Epaisseur	$0.105 \text{ mm} = .03 X_0$
	Matériau	W
	Longueur de Radiation	3.5 mm
Convertisseur épais	Nombre	12
	Epaisseur	$0.723 \text{ mm} = .18 X_0$
	Matériau	alliage de W, Ni, Fe
	Longueur de Radiation	4 mm
	Nombre	4

TAB. 1.4 – Caractéristiques du trajectographe de GLAST.

D'autres trajectographes tel celui de STAR au RHIC [18] ou ceux de CMS [27], ATLAS au LHC, ou AMS utilisent cette technologie. Cette technologie permet une plus grande précision de mesure des trajectoires, des temps morts réduits ($\sim 5\text{ms}$), un excellent rapport signal sur bruit [18]. En sus, le temps de vie dans l'espace n'est plus limité par la quantité de consommables à bord (comme le gaz de la chambre à étincelle d'EGRET).

Les SSD du LAT [43] contiennent chacun deux couches de 196 pistes orientées perpendiculairement l'une à l'autre. Il est donc possible de mesurer la position dans le plan pour chaque couche. Chacune des seize tours de GLAST contient 19 plans de mesure espacés de 30 mm. Chaque plan est composé de quatre SSD. Le nombre de pistes s'élève donc à $3 \cdot 10^4$. On estime à 45 ± 8 par événement le nombre de pistes se déclenchant du fait du bruit électronique pour l'ensemble des tours du LAT. En comparaison, le nombre de pistes touchées par des gerbes à 100 MeV est au moins de l'ordre de quelques dizaines (voir figure 4.14) concentrées sur le passage de la gerbe, un cylindre de quelques centimètres de rayon. Un tel niveau de bruit devrait peu importuner la reconstruction dans le trajectographe. Dans GLAST, la charge déposée dans une piste n'est pas mesurée. Par contre le temps (ToT, Time over Threshold) passé au-dessus du seuil (V_c) de déclenchement du signal l'est. Une piste est comptabilisée comme touchée lorsque le ToT est supérieur à un temps de déclenchement ($T_c \sim 2\text{ms}$) donné. De V_c et T_c dépendent le nombre de déclenchements fortuits et, par opposition, l'efficacité des pistes à être reconnues comme touchées lors du passage d'une particule chargée. Des études [64] évaluent l'efficacité de déclenchement à plus de 98%.

Les plans convertisseurs sont en tungstène. Les douze plans supérieurs ont une épaisseur de 0.03 longueurs de radiation (X_0) chacun. Cette faible épaisseur augmente la qualité des traces et diminue ainsi l'erreur systématique sur la direction. Le coût à payer porte sur le nombre de photons se convertissant dans ces plans. Les quatre plans suivants sont six fois plus épais, multipliant ainsi par 1.67 le nombre de photons convertissant dans le trajectographe. Ce choix permet une plus grande sensibilité aux sources faibles. La calorimétrie par contre en pâtit, particulièrement pour les photons de basse énergie ($< 200\text{MeV}$, voir chapitre 4) dont les gerbes ne se développeront pas jusqu'au calorimètre (moins de 20% de l'énergie déposée dans le calorimètre). Pour éviter toute dégradation inutile des performances calorimétriques en même temps qu'une masse trop importante, les trois derniers plans de mesure ne sont pas accompagnés de plans de conversion. En effet, ces plans seuls n'offrent pas une qualité de reconstruction suffisante. Les caractéristiques du trajectographe de GLAST sont reportées dans le tableau 1.4.

Principes de reconstruction

La reconstruction se base sur la détermination des trajectoires individuelles des électrons. La première tâche est de reconnaître des traces potentielles. Des algorithmes de reconnaissance de formes sont mis en place (*track finding*) dans ce but. Utilisant ces traces candidates, des traces complètes sont ensuite reconstruites, prenant en compte la diffusion multiple et faisant appel à des algorithmes d'optimisation du type méthode des moindres carrés (*track fitting*). Une fois les traces trouvées, il est possible de remonter aux différents points de conversion $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Un dernier type d'algorithme (*vertex reconstruction*) permet alors de remonter à la direction du photon initial.

Les deux derniers algorithmes, reconstruction de traces et de vertex, utilisent en fait le même procédé appelé filtre de Kalman [65]. Le principe est de propager d'une couche vers la couche inférieure un vecteur d'état. Il est accompagné d'une matrice de covariance donnant l'incertitude sur le vecteur. La propagation utilise une modélisation tant des incertitudes de mesure que des incertitudes physiques dues à la diffusion multiple, interprétée à chaque fois selon les mesures des observables dans la couche. Une fois arrivée en bas du trajectographe,

la propagation est inversée vers le haut. On utilise les calculs précédents de vecteurs d'états et matrice d'incertitude de chaque couche pour corriger les mêmes valeurs dans la couche supérieure, en fonction des observables de cette dernière. Cette méthode d'aller-retour permet de prendre en compte la trace en son entier mais par étape. Ce type d'algorithme est dans certaines conditions équivalent à un classique maximum de vraisemblance mais ne requiert pas l'inversion de très grandes matrices, réduisant de manière drastique les temps de calcul.

1.4.2 Le calorimètre

Le calorimètre de GLAST

Le calorimètre de GLAST est un calorimètre hodoscopique. C'est-à-dire qu'il est capable de mesurer la position des dépôts d'énergie. Il est composé de seize modules avec chacun quatre-vingt-seize cristaux de iodure de césium dopé au thallium, le CsI(Tl). Ce cristal produit moins de lumière par MeV que le NaI d'EGRET. Il a par contre une longueur de radiation 71% plus faible et permet donc à profondeur équivalente un calorimètre plus compact. Ces barreaux sont empilés par tranches de douze sur huit couches. Le sens de chaque couche est perpendiculaire à ses voisines. Le signal est lu aux deux extrémités du barreau, et la surface de ce dernier est dépolie. Ceci crée une asymétrie dans l'amplitude des signaux, fonction de la position longitudinale des particules traversant le barreau. Ainsi une certaine imagerie de la gerbe est possible et utilisable dans la calorimétrie. Le calorimètre est décrit plus en détails dans le chapitre 2.

Principes de reconstruction

La reconstruction de l'énergie est pour l'instant faite de trois façons. L'une utilise la relation entre la profondeur du maximum de gerbe et l'énergie du photon incident. Cet algorithme est le plus souple d'utilisation, capable de produire une reconstruction sur le plus grand espace de phase. Une autre consiste à utiliser la méthode des moindres carrés sur le profil des énergies déposées dans les barreaux. Elle utilise les profils de gerbe moyens dont il existe des formes analytiques. Ce type d'algorithme, très efficace, n'est applicable qu'à haute énergie lorsque la gerbe est suffisamment grande pour que les barreaux puissent en constituer une image. Une dernière méthode crée une observable et s'appuie sur la simulation du détecteur pour en produire la fonction de densité de probabilité. Cette fonction est ensuite utilisée dans un maximum de vraisemblance pour estimer une énergie. Ces méthodes sont décrites plus en détail dans le chapitre 4.

La direction est aussi reconstruite. Pour chaque couche, la position en x et y est trouvée en sommant les positions dans chaque barreau, avec une pondération suivant l'énergie. La variance, en x et en y , est associée à la mesure correspondante en tant qu'estimation de l'incertitude. Enfin les pentes en $x - z$ et $y - z$ sont calculées analytiquement, variance de x (ou y) sur covariance de x (ou y)- z , en utilisant les positions moyennes dans chaque couche, pondérées par l'incertitude associée.

1.4.3 Le bouclier anti-coïncidence

Principe général

Le bouclier est l'outil principal de réjection du fond de particules chargées. Ce fond est mille fois plus important que le signal attendu. Le bouclier donne une information sur la charge des particules entrantes, celles-ci ayant une énergie proche du MIP. Il est constitué de fines plaques de scintillateur. Les photons ont une probabilité négligeable de s'y convertir alors que les particules chargées ont elles toutes les chances d'activer le matériau. L'une des difficultés

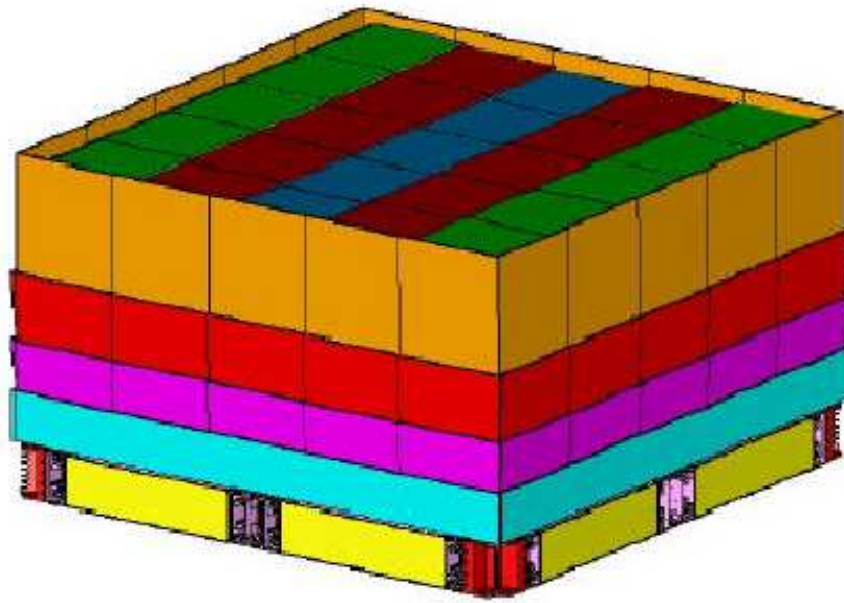


FIG. 1.10 – Le bouclier anti-coïncidence de GLAST.

Matériau	polystyrene
Nombre	105= 25 tuiles supérieures + 80 tuiles latérales
Efficacité	0.9997%
Seuil de véto	0.2 MIP = 0.4 MeV
Temps de véto	entre 50 et 700 ns
Précision	5 % sous 10 MIP, 2% au-delà
Niveau de bruit	>1% de véto sur les γ

TAB. 1.5 – Caractéristiques du bouclier anti-coïncidence de GLAST.

dans la conception et l'utilisation de boucliers anti-coïncidence provient des risques de rétro-diffusion de particules chargées issus des gerbes électromagnétiques. Il faut veiller à ce que le véto ne soit effectif que sur les particules entrantes et non celles sortantes.

Le bouclier anti-coïncidence de GLAST

Le bouclier est composé de cent-cinq tuiles de scintillateur organique. Vingt-cinq d'entre elles sont disposées au-dessus du trajectographe et quatre-vingts autres sur ses flancs. Aucune tuile ne recouvre les côtés du calorimètre, ce pour éviter des véto dus à la rétro-diffusion. Le tableau 1.5 indique quelques propriétés sur cet instrument.

Principes de réjection

La réjection de fond, dont le bouclier est une pièce maîtresse, s'appuie sur tous les éléments du détecteur. Une partie se fait en orbite dans un double but :

- Eviter le temps mort par la création d'un système de déclenchement adéquat.
- Eviter de stocker trop d'informations compte tenue des contraintes télémétriques, une analyse rudimentaire est nécessaire.

Enfin une étude fine peut être conduite sur les données transmises au sol. Les principes des analyses dépendent de la nature des particules du bruit de fond. La reconnaissance de traces

au minimum d'ionisation est possible comme une méthode d'élimination des événements initiés par des ions. Les photons d'albédo seraient eux reconnus grâce à la reconstruction de la direction de la gerbe. Reconnaître les gerbes issues d'électrons de celles créées par des γ se révèle plus difficile [106].

1.4.4 La prise de données

L'acquisition des données dans le LAT est soumise à deux contraintes principales. L'une concerne le temps mort entre deux prises de données, l'autre le nombre de méga-octets enregistrables à bord et la quantité rapatriable au sol. Trente-six heures de données peuvent être enregistrées à bord. La transmission des données a lieu deux fois par jour à une vitesse de $3 \cdot 10^5 \text{ bits s}^{-1}$. Le déclenchement procède en deux étapes, la première décidant ou non de la lecture des voies, la seconde de leur enregistrement.

La première étape correspond au déclenchement. Il se décline en quatre types :

1. **L1T** : C'est le déclenchement principal. Il est donné par le trajectographe lorsque trois pistes alignées indiquent un signal. Les pistes doivent être sur des plans différents et consécutifs. La fréquence de ce type de déclenchement est de 4 kHz en général. Cette valeur varie en fonction de l'amplitude du bruit de fond. Ainsi dépasserait-il les 10 kHz au passage dans l'anomalie sud-atlantique si l'instrument n'y était préventivement éteint.
2. **CAL-HI** : Il est donné par le calorimètre lorsque celui-ci possède un cristal tel que la charge mesurée à chaque bout soit supérieure à une valeur seuil. Celle-ci correspond à un dépôt de 1 GeV au centre du cristal. Ce déclenchement permet de procéder à l'acquisition des données pour les photons avec une énergie au-dessus de 10 GeV même s'ils ne se convertissent que dans le calorimètre. Ce déclenchement permet de multiplier par 1.2 la surface efficace du LAT à ces énergies.
3. **CAL-LO** : Ce déclenchement est du même type que le CAL-HI. Le seuil est pour celui-ci placé à 100 MeV. Ce signal peut permettre de réduire la fréquence de déclenchement du L1T lorsque cela s'avère nécessaire.
4. **Calibration** : Le calorimètre utilisant les rayons cosmiques pour sa calibration, le bouclier anti-coïncidence peut déclencher l'acquisition de toutes les voies de lecture du calorimètre. Il fait ceci lorsqu'il enregistre un signal supérieur à 6 MIP. Il est rappelé que le taux de conversion des photons dans le bouclier est négligeable. Un tel signal indique donc le passage d'un noyau.

La seconde étape consiste en une analyse en vol des données issues des trois sous-détecteurs. Ainsi par exemple, si le bouclier anti-coïncidence permet de réduire la contamination des données par le rayonnement cosmique, c'est le calorimètre qui principalement rejettera les photons d'albédo en tentant de reconnaître le sens de propagation du signal. L'analyse ne pourra qu'être rudimentaire étant donné les capacités de calcul à bord. Cette analyse permet de descendre le taux d'événement de fond conservés à 15 Hz environ.

1.5 Les capacités du détecteur

Le but du LAT est d'étudier le spectre, le flux et la position des sources dans la gamme du GeV. C'est pour cela que la direction et l'énergie et la direction des photons incidents sont mesurées. Il peut être utile dans ce cadre de définir certaines caractéristiques du détecteur. Elles sont indiquées sur le tableau 1.6 avec :

- Les minima requis dans le cahier des charges.
- Le niveau de performance tel qu'il est estimé aujourd'hui.

Paramètre	Minimum requis	Estimations actuelles
Résolution en énergie ($\frac{\sigma_E}{E}$) : à 100 MeV sur axe à 10 GeV sur axe entre 10-300 GeV sur axe entre 10-300 GeV, $>60^\circ$	$<10\%$ $<10\%$ $<20\%$ $<6\%$	9% 8% $<15\%$ $<4.5\%$
PSF 68% : à 100 MeV sur axe à 10 GeV sur axe rapport $\frac{PSF_{95\%}}{PSF_{68\%}}$ à 100 MeV	$<3.5^\circ$ $<0.15^\circ$ <3	3.37° (M) , 4.64° (T) 0.085° (M), 0.115° (T) 2.1 (M), 2.6 (E)
surface efficace pour 1-10 GeV angle solide d'observation réjection du fond (>100 MeV) sensibilité (>100 MeV) localisation d'une source	$> 8000 \text{ cm}^2$ $>2 \text{ sr}$ $<10\%$ (diffus) $< 6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ $< 0.5 \text{ arcmin}$	$\sim 10000 \text{ cm}^2$ 2.4 sr 6% (diffus) $3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ $< 0.4 \text{ arcmin}$ (M)

TAB. 1.6 – Caractéristiques de GLAST. (M) indique une valeur valable pour les couches minces du trajectographe, (E) pour les couches épaisses, et (T) pour le trajectographe dans sa totalité. La PSF est meilleure dans le cas des couches minces car celles-ci sont placées dans la partie supérieure du trajectographe [51].

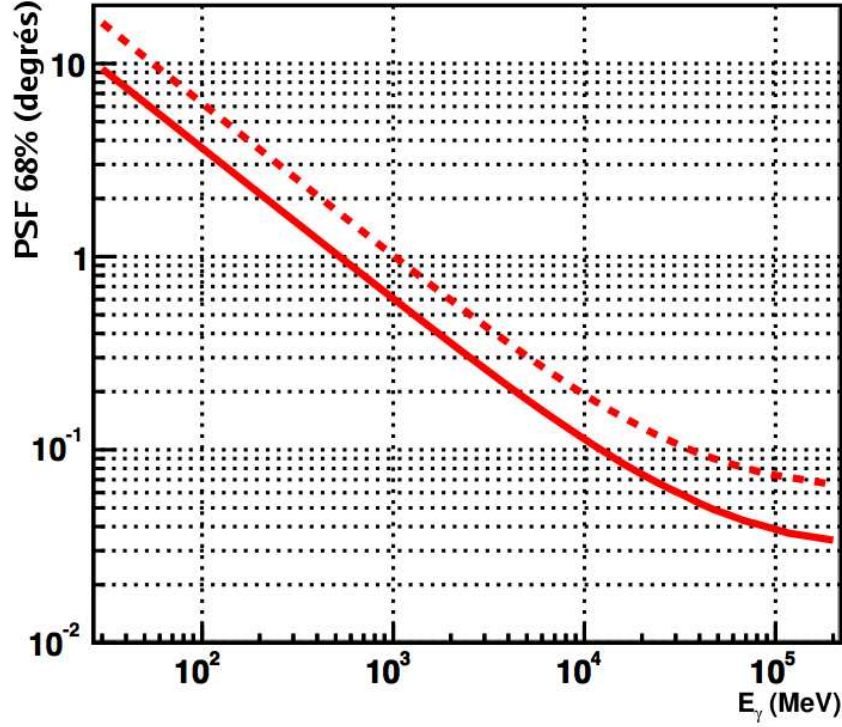


FIG. 1.11 – PSF du LAT à 68% de contenance, pour les photons se convertissant dans les couches minces (trait dur), épaisses (en pointillés).

1.5.1 La dispersion angulaire

La dispersion angulaire du LAT est caractérisée par sa PSF (Point Spread Function). Il s'agit là de l'incertitude observée pour une source placée à l'infini et pour des erreurs statistiques nulles. Ceci ne correspond pas à l'incertitude sur la direction d'un photon individuel, c'est-à-dire la probabilité avec laquelle un autre photon issu d'une autre direction peut simuler le premier photon. C'est plutôt l'incertitude sur le positionnement d'une source ayant un angle d'incidence fixe avec le satellite. A cette incertitude s'ajoute celle sur le pointé du satellite (<40 arcmin), celle sur la connaissance de ce pointé (<10 arcsec).

La diffusion multiple, plus importante à faible énergie, est un facteur limitant de la reconstruction en direction. C'est pourquoi cet instrument et ses prédécesseurs offrent de meilleurs résultats à haute énergie. Le moyen de limiter l'influence de la diffusion multiple est d'utiliser des plans de conversion minces, au prix d'une sensibilité décriue. Multiplier les couches améliore alors cette sensibilité, ce qui affecte négativement la calorimétrie. Il y a donc un compromis à déterminer. A plus haute énergie, lorsque la diffusion multiple devient négligeable, c'est le bras de levier sur les traces qui devient le facteur dominant de l'incertitude. Ainsi, la PSF peut en principe se décrire de la façon suivante :

$$\text{PSF}(E_\gamma) = \frac{A}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{z}{E_\gamma} \oplus C \quad (1.1)$$

où \oplus indique une somme quadratique. L'énergie du photon incident est E_γ . Le bras de levier disponible, c'est à dire le numéro du plan en partant du haut où a lieu la conversion, est noté z . Le premier terme indique la dépendance en énergie de la diffusion multiple. Le second résulte de la longueur du bras de levier. Enfin le troisième la limite imposée par la résolution spatiale des plans de positionnement.

La figure 1.11 représente la PSF à 68% de contenance de GLAST en fonction de l'énergie du photon³. Une représentation analytique de la PSF a été proposée par Toby Burnett dans les références [24] et [23].

1.5.2 La résolution en énergie

La reconstruction calorimétrique sera abordée plus en détail dans le chapitre 4. Néanmoins, quelques informations sont apportées ici.

En calorimétrie, la résolution s'écrit généralement comme suit [47] :

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma} = \frac{a}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{b}{E_\gamma} \oplus c \quad (1.2)$$

Le second terme provient du bruit électronique dans les systèmes de lecture. Il est inévitable dans la mesure où cette lecture passe par une traduction de la luminosité dans le scintillateur en un nombre proportionnel d'électrons qui doit être amplifié pour la suite des opérations. Enfin le troisième terme provient des effets instrumentaux tels la géométrie du détecteur.

Le calorimètre de GLAST est particulièrement peu épais par rapport aux analogues dans les accélérateurs. Il en résulte un quatrième terme s'appliquant aux hautes énergies, lorsque la charge totale dans le calorimètre est faible par rapport à l'énergie du photon. On a alors :

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma} = \frac{a}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus \frac{b}{E_\gamma} \oplus c \oplus E_\gamma^d \quad (1.3)$$

Les valeurs de ces paramètres sont en cours d'estimation dans la mesure où les méthodes de reconstruction sont encore en développement. On estime néanmoins que, pour des énergies de l'ordre du GeV [33] :

- $a \sim 5 - 10\%$ suivant l'angle d'incidence (ici 0° puis 45°).
- $b \sim 0\%$, ce bruit devient négligeable devant le premier et le dernier terme.
- $c \sim 4\%$
- $d \sim \frac{2}{3}$, variable selon l'angle d'incidence.

On peut donc considérer qu'à 100 MeV, la résolution est de l'ordre de 10 à 20%, avec les meilleurs résultats pour des photons verticaux. Entre 1 GeV et 10 GeV, la résolution s'améliore, passant en-dessous de 10%, atteignant 4% pour des photons hors-axe. A 100 GeV, la résolution se dégrade pour les photons à incidence verticale, regagnant les 12%, mais reste de l'ordre de 5 à 8% pour une incidence de 50° .

1.5.3 Surface efficace et sensibilité

A l'inverse des autres télescopes spatiaux, le LAT a l'avantage d'un grand champ de vue (2.4 sr). C'est la contrepartie positive d'un instrument qui ne focalise pas les γ sur une surface de détection. Le temps d'exposition des sources de γ compense alors en partie la faiblesse de leur flux.

Le nombre de photons par seconde observé par GLAST pour un flux donné est caractérisé par la surface efficace du détecteur. Celle-ci dépend de l'inclinaison de la source par rapport à l'axe vertical de GLAST, ainsi que de l'énergie des photons incidents. La surface efficace du détecteur pour des photons à incidence zéro est donnée dans la figure 1.12. La précision des mesures de calorimétrie et de trajectographie dépendent du lieu de conversion des photons. On indique donc ses valeurs selon ce lieu : dans les plans minces, ceux épais ainsi que dans le trajectographe en entier. La figure 1.13 illustre la dépendance angulaire de la surface efficace

³Image tirée de http://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast_lat_performance.htm

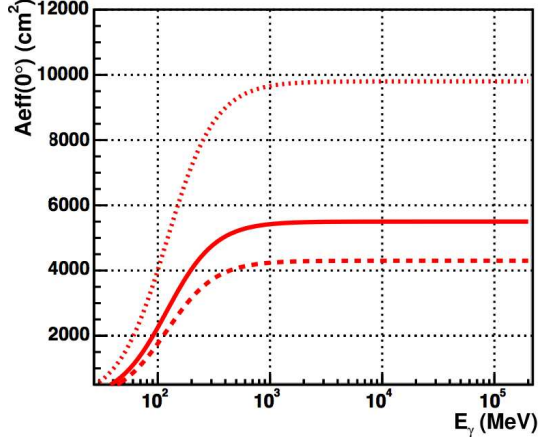


FIG. 1.12 – Surface efficace à incidence zéro, pour les couches minces (ligne solide), épaisses (bandes), le trajectographe en entier (pointillés).

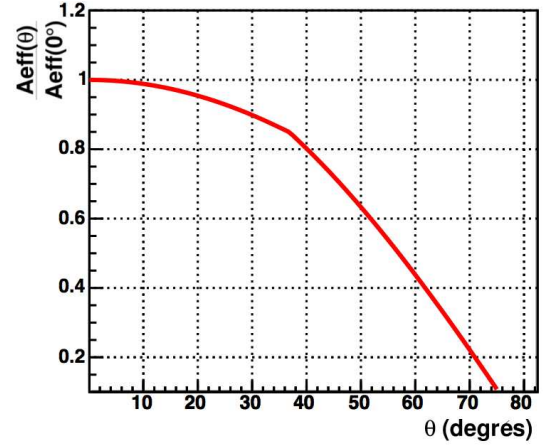


FIG. 1.13 – Rapport des surfaces efficaces à une inclinaison (θ) sur la surface efficace sur axe, pour des photons de 10 GeV.

en fonction de l'angle. Celle-ci peut se modéliser simplement, en considérant que la surface varie linéairement avec l'inclinaison par :

$$A_{\text{eff}}(\theta) = A_{\text{eff}}(0^\circ) \frac{\cos \theta - \cos \theta_m}{1 - \cos \theta_m} \quad (1.4)$$

où θ_m est l'inclinaison maximale d'observation. L'angle solide d'observation s'écrit alors : $\Omega = 2\pi \cdot (1 - \cos \theta_m)$. La référence [23] propose une description analytique plus juste de la surface efficace, basée sur la simulation du détecteur et utilisant des fonctions logistiques $f(x) = \frac{a}{1+b \exp(-cx)}$.

Une fois la surface efficace déterminée, il est possible de connaître la sensibilité de l'instrument. Il s'agit du flux minimal nécessaire pour la détection d'une source ponctuelle. Une détection est prononcée quand le rapport du signal sur l'erreur stochastique du bruit dépasse une significativité n donnée par :

$$n = \frac{\int_{t_{\text{obs}}} \int_{E_\gamma} A_{\text{eff}} \cdot F_{\text{min}} dt dE}{\sqrt{\int_{t_{\text{obs}}} \int_{E_\gamma} A_{\text{eff}} \cdot F_{\text{fond}} \cdot \text{PSF}(E, t) dt dE}} \quad (1.5)$$

soit, d'un point de vue dimensionnel :

$$F_{\text{min}} = n \cdot \sqrt{\frac{F_{\text{fond}} \cdot \text{PSF}}{A_{\text{eff}} \cdot t_{\text{obs}}}} \quad (1.6)$$

1.6 Conclusion

La conception de GLAST prend en compte toutes les rigueurs environnementales. Ainsi la réjection du fond utilise deux niveaux de déclenchement, le second niveau se faisant par une analyse rudimentaire à bord de signaux issus de tous les sous-instruments du détecteur. Elle propose de plus un trajectographe dans une forme auparavant jamais essayée pour ce type de détecteur. Enfin le calorimètre hodoscopique permettra de construire une image des gerbes électro-magnétiques, repoussant les limites de la reconstruction à haute énergie.

Chapitre 2

Le calorimètre de GLAST

2.1 Description générale

Le calorimètre de GLAST, figures 2.2 et 2.3, permet une mesure de l'énergie E_γ des photons incidents. Il doit remplir cette tâche dans une gamme d'énergie E_γ de 100 MeV à 300 GeV. Selon le cahier des charges [63], la résolution en énergie des photons à incidence verticale sur le détecteur doit être inférieure à 10% entre 100 MeV et 10 GeV, à 15% entre 10 GeV et 300 GeV.

Le calorimètre de GLAST, d'une masse de 2 tonnes, est composé de seize modules, soit un par tour positionné sous chaque module de trajectographie. Les dimensions d'un module sont de $375.5 \times 375.5 \times 222$ mm. Chacun d'entre eux est composé de huit couches de douze cristaux de CsI(Tl), soutenus par une structure alvéolaire en carbone et époxy [16]. Chaque couche a une épaisseur de 19.9 mm CsI(Tl), soit $1.08 X_0$. Le calorimètre a donc une épaisseur de $8.6 X_0$ ce qui est comparable à l'épaisseur du calorimètre d'EGRET (voir chapitre 1). Chaque couche est disposée dans le sens perpendiculaire à sa couche supérieure. Les barreaux ont pour système de lecture quatre diodes PIN, figure 2.4, deux à chaque bout du barreau. L'une (LE : Low Energy) présente une surface de détection de $14.5 \times 10.5 \text{ mm}^2$ tandis que l'autre (HE : High Energy) est 0.17 fois plus petite avec une surface de $2.4 \times 10.5 \text{ mm}^2$. On peut ainsi mesurer différentes gammes d'énergies. La sortie de chaque diode est dédoublée, chacune de ces deux subissant alors une amplification avec des gains différents. Ce système permet une lecture du dépôt d'énergie sur quatre gammes dynamiques recouvrant au final l'intervalle 1 MeV à 75 GeV. Il offre aussi une estimation de la position moyenne du dépôt d'énergie grâce à l'asymétrie entre les signaux aux deux extrémités, ce qu'on appelle l'atténuation (ou *tapering*).

Des systèmes de lecture pour chaque barreau rendent possible une visualisation dans l'espace des dépôts d'énergie par les gerbes. Le calorimètre est un système hodoscopique. C'est cette information qui permettra de produire une reconstruction de l'énergie et de la direction. Sa configuration permet ainsi une reconstruction de la direction à partir de $E_\gamma > 5 \text{ GeV}$. Elle rend aussi possible une meilleure reconstruction de l'énergie des photons (voir chapitre 4, appendices ?? et ??).

2.2 La structure de soutien et les essais environnementaux

Un simple empilement des cristaux ne permet pas de résister aux vibrations du décollage. C'est pourquoi ils sont insérés dans des structures de soutien conçues pour les protéger. Du point de vue de la reconstruction de l'énergie et de la direction des photons, le matériau actif est segmenté par du matériau non-actif. C'est une perte d'information avec laquelle les algorithmes de reconstruction devront composer. La conception de la structure prend en compte les contraintes environnementales tout en tentant de minimiser l'impact sur la reconstruction.

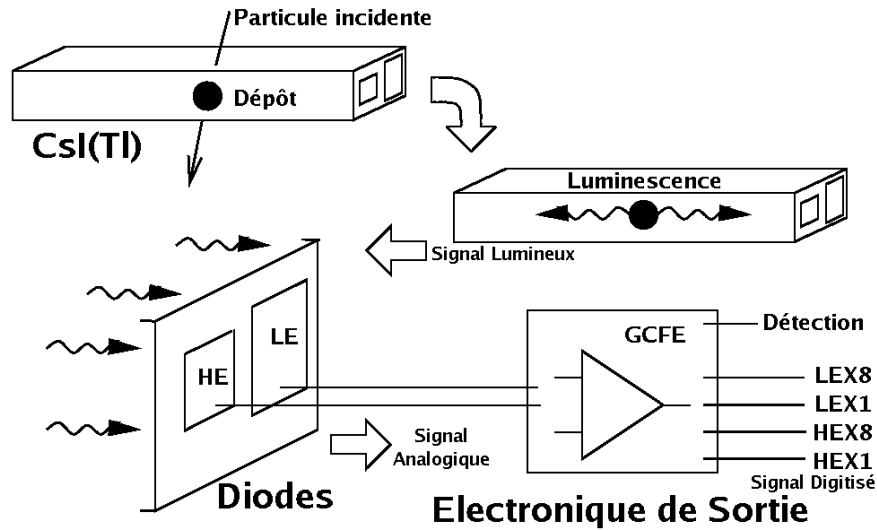


FIG. 2.1 – Schéma de fonctionnement du calorimètre. En haut, la particule traverse le cristal déposant de l'énergie, excitant les molécules du cristal. Au centre, l'énergie déposée se transforme en lumière par scintillation. En bas le signal lumineux se propage jusqu'aux diodes LE et HE où il est converti en signal analogique. Il est ensuite traité par l'électronique de lecture, la carte GCFE. Celle-ci sort quatre signaux digitisés et un signal de déclenchement.

2.2.1 La structure

La structure de soutien consiste en une structure alvéolaire en fibres de carbone sur laquelle sont vissées des plaques en aluminium. Les fibres de carbone sont légères, suffisamment rigides pour protéger les cristaux, suffisamment flexibles pour ne pas souffrir des vibrations au décollage.

La réalisation des structures passe par le moulage des tissus en fibres de carbone, imbibés d'époxy. Ce moulage s'effectue dans une autoclave sous sept bars et avec une température de 135 °C. Le noyau lui-même est principalement constitué de briques en aluminium. Elles sont entourées de tissus, le nombre de couches de tissus détermine l'épaisseur de l'alvéole. Par ce moyen, les plans verticaux, ainsi que les plans extérieurs sont renforcés par rapport aux autres. Des inserts sont placés dans les plans extérieurs avant le passage dans l'autoclave. Solidaires de la structure alvéolaire, ils permettent le vissage des plaques en aluminium.

2.2.2 Etudes et essais environnementaux

Les modules calorimétriques sont soumis à un certain nombre d'essais [1]. Ils servent à vérifier et recalculer les modèles numériques mécaniques et thermiques du calorimètre. Ils permettent de plus de vérifier leur capacité à supporter les contraintes de l'environnement spatial. Des essais furent effectués sur l'ensemble des modules. Ceux-ci ne sont qu'une partie des essais mis en œuvre. En effet, chaque module, et parfois chacun des composants, les subissent de manière indépendante avant d'être assemblés. Le satellite complet est également testé. On distingue généralement les essais de qualification, auxquels sont soumis les composants prototypes, des essais de validation, conduits sur les composants finaux qui partiront en orbite. Les premiers soumettent les composants à plus rude épreuve que les seconds. On veut en effet éviter de fatiguer plus que nécessaire les composants qui seront mis en orbite.

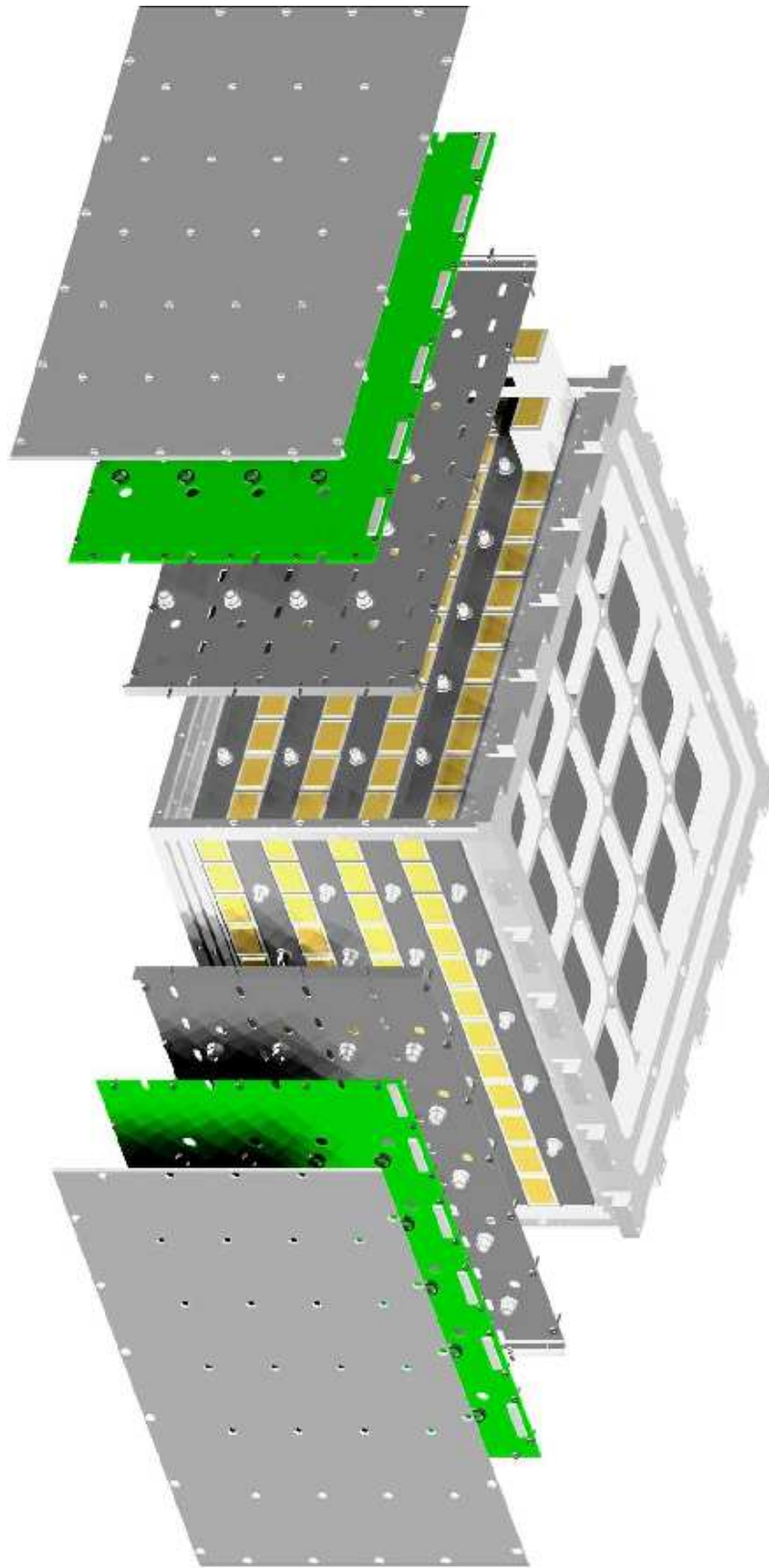


FIG. 2.2 – Un module calorimétrique de GLAST.

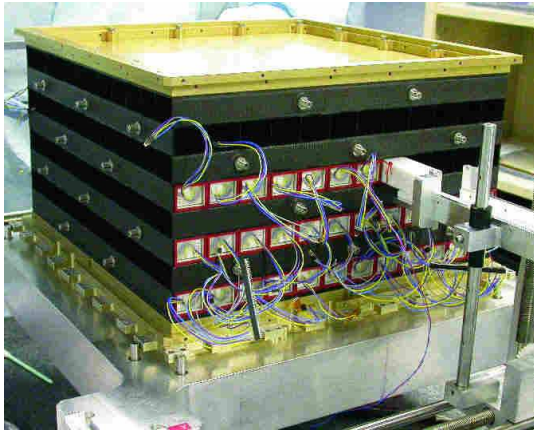


FIG. 2.3 – Mise en place d'un cristal dans un module calorimétrique.

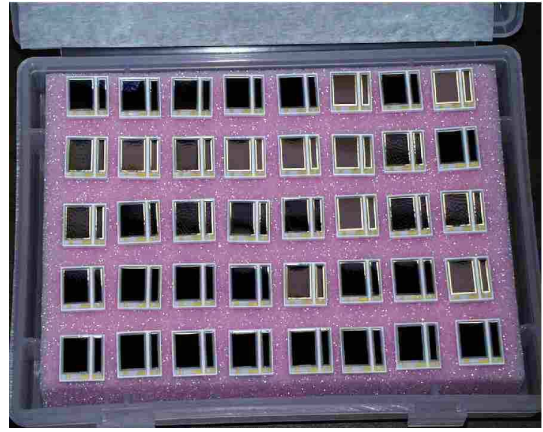


FIG. 2.4 – Des diodes LE (grande surface à gauche) et HE (surface étroite à droite).

Essais thermiques

Il s'agit de vérifier si le module et son électronique peuvent résister aux variations thermiques lors des diverses phases de vie de l'instrument (assemblage, stockage, pannes, ...). En effet les différents matériaux présents dans le calorimètre n'ont pas la même dilatation ou capacité thermique. L'amplitude thermique joue sur les différences de dilatation des matériaux, induisant ainsi des contraintes mécaniques. Les points faibles sont entre autres les interfaces photodiode-CsI(Tl) ainsi que toutes les connections électriques. La partie transitoire (d'une température à une autre) liée aux capacités thermiques est importante pour évaluer la stabilité thermique de l'instrument (rendement lumineux du CsI(Tl), ...). La période orbitale (95 min) est suffisamment courte devant le temps de refroidissement du satellite pour que les variations thermiques au sein du détecteur soient faibles. Cette partie transitoire permet aussi de calculer le temps nécessaire pour stabiliser la température des composants lors des essais thermiques sous vide et donc d'évaluer le temps qu'ils prendront.

Le module doit être capable de fonctionner entre 25°C et -10°C . Pour cela, on requiert qu'il résiste à des essais (de qualification) entre 50°C et -30°C . La rapidité des variations est de 5°C h^{-1} . Enfin, les modules, même s'ils sont protégés des fluctuations périodiques dues au Soleil et la Terre, doivent survivre à une succession de variations thermiques. La fatigue des pièces est prise en compte en effectuant les essais pour 120 cycles thermiques. Ceci correspond à une panne par an pendant dix années, durant lesquelles le contrôle de la température dans l'instrument n'est plus assurée.

L'impact de la température sur le comportement des cristaux et de l'électronique est aussi étudiée. A titre d'exemple A. Checkman indique que le seuil de déclenchement des voies varie selon la température, ceci à cause d'une non-linéarité du *shaper* rapide[81].

Porosité et densité, dégazage

Du fait de la différence de pression sur Terre et en orbite, le satellite en son entier subit un dégazage au lancement et par la suite. Le gaz évacué peut polluer le reste du détecteur, et en particulier se déposer sur la peinture et les composants électroniques au risque de courts-circuits et dégrader les optiques (panneaux solaires). Le choix des matériaux permet de limiter l'importance du dégazage. Des essais sont conduits sur ceux à risque, comme par exemple les élastiques utilisés pour glisser les cristaux de CsI(Tl) dans leurs alvéoles et qui y sont laissés. L'époxy qui rigidifie les structures de carbone peut aussi être un risque. On peut alors vérifier

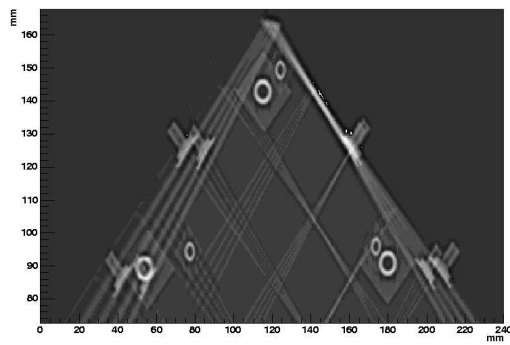


FIG. 2.5 – Image tomographique du coin d’une structure alvéolaire vu de haut. Sont visibles la projection des huit couches superposées, les inserts.

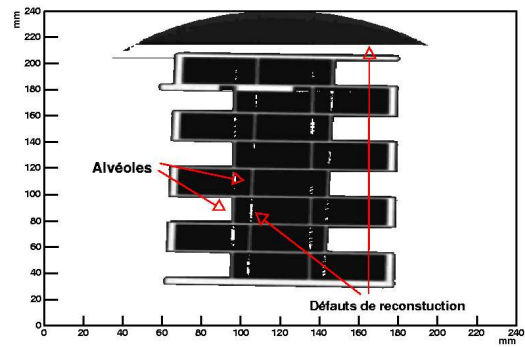


FIG. 2.6 – Image d’une tranche du coin d’une structure alvéolaire. Les intensités de gris indiquent la densité mesurée. Le plan de mesure est perpendiculaire au plan de la figure 2.5, suivant l’axe horizontal.

la porosité (ou la densité) des structures pour s’assurer d’un minimum de dégazage. On veut surtout ainsi vérifier la qualité du composite fibres-époxy (propriétés mécaniques) liée au taux de fibres. Celui-ci doit être supérieur à 50% pour un taux de porosité maximum de 2%.

Des mesures destructives furent effectuées sur plusieurs prototypes, confirmant une porosité inférieure à 2%. On a pu aussi s’assurer de la stabilité du processus de fabrication. A l’aide d’un tomographe à rayon X , des tentatives de mesures non-destructives furent menées sur les autres. La résolution spatiale de ses images était de 0.4 mm^2 . Chaque pixel donnait la densité intégrée sur cette surface et sur 1.2 mm de profondeur. Malheureusement, l’appareil de mesure était incapable de reconstruire correctement cette densité pour des gradients trop élevés, comme à l’interface entre l’air et la structure par exemple. Cet effet était sensible sur plusieurs pixels, une échelle trop grande compte tenu des épaisseurs des parois. A titre d’illustration, deux images d’une structure sont présentées sur la figure 2.5 et 2.6. La première donne une vue de haut d’un coin d’une structure. On y distingue, projetés, les huit couches et les inserts. La seconde est une mesure de la densité des parois. Le plan de mesure est perpendiculaire au plan de la figure précédente, suivant l’axe horizontal. On y distingue les alvéoles, en gris, des défauts de reconstruction, en blanc dans le prolongement des parois. L’arc de cercle en haut est un problème de reconstruction. Il marque la fin du champ de vue, un disque de diamètre 240 mm .

Les mesures non-destructives, effectuées sur $1/4$ des structures, ne permirent pas de quantifier leur porosité individuelle avec la précision requise ($< 2\%$). Néanmoins elle permirent qualitativement de vérifier la stabilité du processus de fabrication. Un certain nombre d’autres mesures permettent aussi de s’en assurer. Ainsi, chacune des structures fut mesurée et pesée précisément. La conformité de ces mesures avec celles attendues permet d’affirmer que la porosité des structures est dans les normes.

Essais mécaniques

Lors de la mise en orbite, le satellite sera soumis à de fortes vibrations. La poussée sur axe est de 3.25 g au décollage et de 6 g au moment de l’arrêt des moteurs principaux. Etant donnée la masse des cristaux, près de 2000 kg au total, les vibrations peuvent déformer la structure de soutien mais aussi endommager les cristaux ou les connexions électriques, ou bien décoller les diodes des cristaux. Les essais en vibration sont donc nécessaires pour vérifier la solidité des modules. Les modules doivent ainsi résister (niveaux de validation et de qualification) à

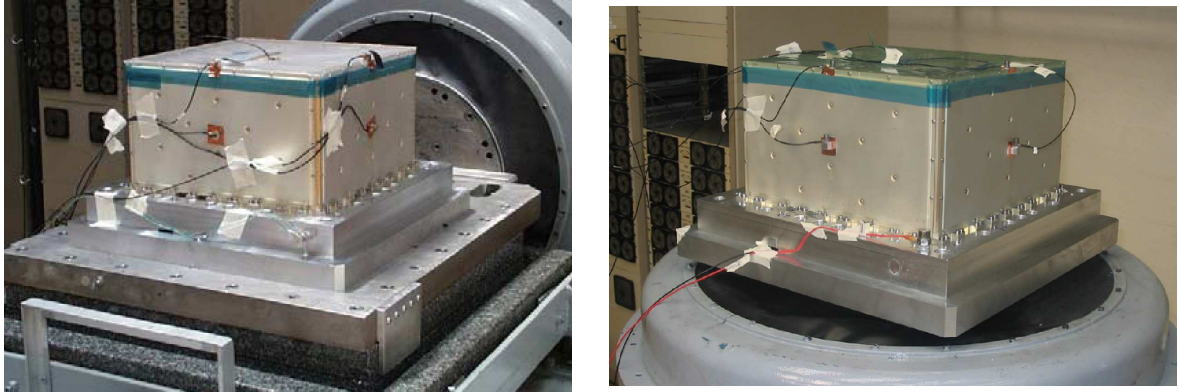


FIG. 2.7 – Un module calorimétrique sur un pôt vibrant. A gauche, le module est sur une table sur coussin d’huile, pour des essais selon les axes horizontaux. A droite, le module est directement sur le pôt pour des essais selon l’axe vertical.

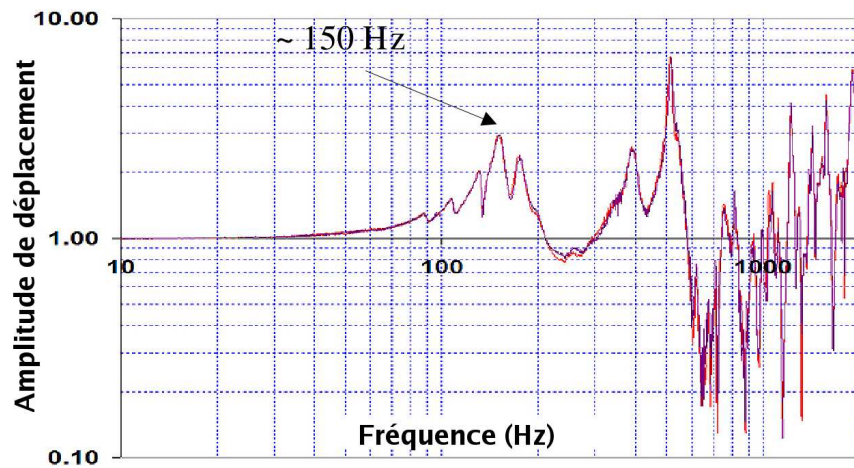


FIG. 2.8 – Balayage sinusoïdaux (ici axe Z_0), mesure des amplitudes de résonance en dB.

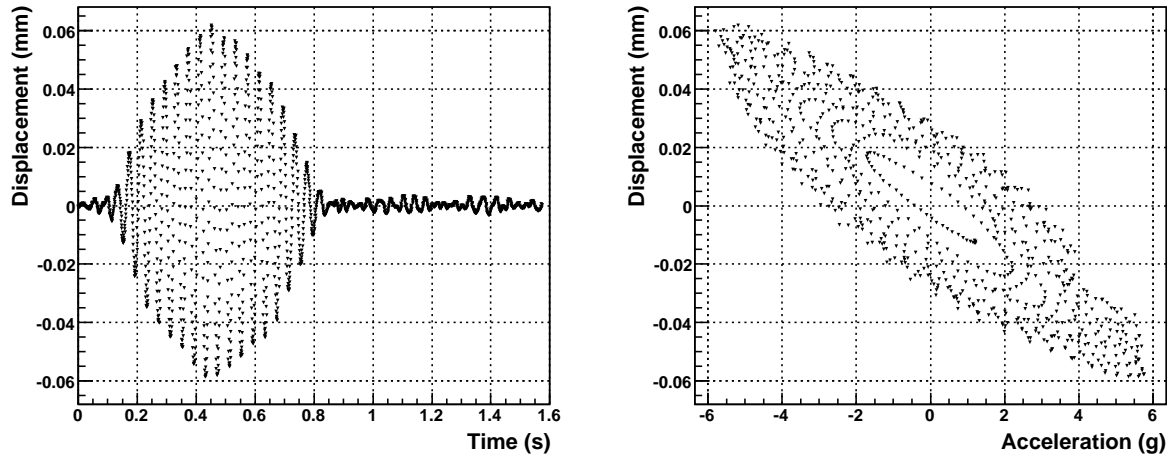


FIG. 2.9 – Essais quasi-statiques : A gauche, déformation en fonction du temps. A droite, l'accélération en fonction de la déformation.

des vibrations aléatoires sur la plage de fréquence de 10 Hz à 2000 Hz avec des accélérations de 6.8 g latéral/ et 8.5 g vertical.

Les essais vibratoires furent d'abord conduits sur un module de validation[39]. Ce module contenait quatre-vingt-seize barreaux. Quatre-vingt-sept étaient en acier, copiant les caractéristiques de poids et de dimension des barreaux de CsI(Tl) à moindre coût. Ils étaient complétés de neuf barreaux de CsI(Tl), équipés de leur système de lecture. Leur rendement lumineux ne changea pas entre avant et après les essais. Des accéléromètres étaient fixés sur les coins de la structure mais aussi au centre de ces faces et sur certains barreaux. Les essais de validation subis par les structures de vols comportaient uniquement les accéléromètres sur les parois (coins et centre des faces) et tous les barreaux étaient en acier.

Trois types d'essais furent effectués sur les structures, chacun selon les deux axes horizontaux ainsi que l'axe vertical. Le même pôt vibrant pouvait assurer toutes les mesures car basculant sur son axe. Pour les vibrations sur les axes horizontaux le pôt était rattaché à une table sur coussin d'huile. Pour celles sur l'axe vertical, la plaque en aluminium était fixée directement au centre du pôt. Ces configurations sont illustrées sur la figure 2.7.

Balayage sinusoïdal : Il permet de déterminer pour chaque module ses fréquences de résonance et leur amplitude. Il permet aussi de vérifier la stabilité du système. Pour cette raison, il s'effectue une première fois avant tout autre essai en vibration et est reconduit entre chacun d'entre eux. Les balayages sont logarithmiques entre 10 et 2000 Hz avec un niveau constant de 0.5 g et durent 458 s. La figure 2.8 montre un résultat de mesure pour un essai sur l'axe vertical. En premier lieu, on peut vérifier qu'il n'y pas de résonance majeure en-dessous de 100 Hz. Il faut en effet éviter la mise en résonance des structures par les vibrations de la fusée. La stabilité des mesures est le second objectif. Pour la vérifier, le balayage sinusoïdal est répété trois fois, avant et après les essais quasi-statiques et après les vibrations aléatoires. Si la deuxième et troisième itération du balayage donnent des résultats identiques, le premier leur est systématiquement légèrement différent. Les barreaux d'acier qui viennent d'être insérés trouvent à ce moment là leur position optimale. Ils n'en sortent plus par la suite.

Essais quasi-statiques : Le but est de quantifier l'importance des déformations de la structure pendant un mouvement dont l'amplitude est supérieure à ceux que subiront les modules. On peut ainsi s'assurer que l'amplitude des déformations pendant le décollage ne dépasse pas le seuil de tolérance imposé aux cristaux ainsi qu'aux autres composants. Le mouvement est

un *sine-burst*. Les mesures s'effectuent pour trois niveaux d'accélération : 3 g, 6 g puis 12 g sur l'axe vertical et 9 g sur les deux autres. La fréquence était de 25 Hz, bien inférieure aux modes propres de la structure (commençant à 100 Hz), afin d'éviter toute mise en résonance. Ce type de mouvement semi-périodique permet d'associer à une amplitude d'oscillation une amplitude de déformation.

Les déformations étaient mesurées grâce aux accéléromètres sur la structure et un accéléromètre de contrôle sur le pôt vibrant. On soustrait aux accélérations des unes l'accélération du dernier. Les déformations calculées à partir de ces valeurs indiquent de façon erronée une position finale des accéléromètres à plusieurs millimètres de leur position initiale. Les mesures étaient en fait perturbées par un bruit à haute fréquence. Connaissant celle des *sine-bursts*, on filtre le signal pour supprimer les hautes fréquences. Le filtre passe-bas choisi est un filtre de Butterford sixième ordre, appliqué aux transformées de Fourier des accélérations. Sa fonction de transfert est $H(\omega) = \frac{1}{1+(\omega/\omega_0)^6}$, coupant les fréquences au dessus de $\frac{\omega_0}{2\pi}$. L'intégration double du signal nettoyé donne alors une mesure correcte des déformations, c'est-à-dire de moyenne nulle. La figure 2.9 rapporte les mesures d'accélération et de déformation en fonction du temps pour un *sine-burst* de 6 dB pour l'axe z.

Les amplitudes de déformation mesurées durant ces essais étaient inférieures aux valeurs limites du cahier des charges. Les vibrations au décollage ne provoqueront donc pas de déformations dommageables.

Vibrations aléatoires : Les déformations durant ces essais ne sont pas étudiées. Le but est de soumettre les modules à une excitation comparable en fréquence, et d'amplitude supérieure, à celle qu'ils subiront pendant la mise en orbite. La comparaison des balayages avant et après indiquent ou non un changement dans les fréquences de résonance des modules. La similitude des résultats indiquent que les vibrations n'ont pas endommagé la structure.

Toutes les structures de soutien ont été validées par les essais environnementaux. Elles peuvent donc résister à des contraintes supérieures à celles qui leur seront imposées pendant la mission. Pour cette réalisation, accomplie dans les temps, l'équipe de Mécanique du LLR a reçu les félicitations du reste de la collaboration.

2.3 Trajet du signal

La figure 2.1 schématise le trajet du signal d'un barreau du calorimètre. Ce trajet débute par sa création sous forme d'un dépôt d'énergie dans le cristal, suivi de sa transformation par scintillation en signal lumineux. Celui-ci se propage jusqu'au système de lecture. Des diodes convertissent alors le signal lumineux en signal électrique analogique. Le système de lecture se poursuit par une électronique de sortie avec un traitement analogique du signal suivi d'une digitisation. Une cinquième sortie informe l'électronique en aval de la détection d'un signal. Le signal subit donc durant ce trajet des transformations décomposables en cinq étapes. On a pour un signal produit par une seule particule :

$$D_0 = \int_{\text{trajectoire}} dx \frac{dL}{dE} \times \left(-\frac{dE}{dx}\right) \quad (2.1a)$$

$$U = T_{\text{Digi}} \circ T_{\text{Ana}} \circ T_{\text{Prop}}(D_0) \quad (2.1b)$$

où :

1. D_0 est le signal lumineux total produit par le passage de la particule.

densité	$4.53 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$
indice de réfraction	1.79
longueur d'interaction	37 cm
longueur de radiation X_0	1.85 cm
rayon de Molière R_M	3.8 cm
temps de relaxation τ_r	$0.5 - 1 \mu\text{s}$
temps de relaxation τ_l	$7 \mu\text{s}$
poids du mode rapide f (protons)	70%
pic d'émission	565 nm
rendement lumineux	$5 \cdot 10^4 \text{ photons} \cdot \text{MeV}^{-1}$
pertes d'émission	0.20 %/°C
résistance aux rayonnements ionisants	10 Gy

TAB. 2.1 – Caractéristiques des scintillateurs au CsI(Tl).

2. $\frac{dE}{dx}$ est l'énergie perdue par la particule incidente par unité de longueur dans le CsI(Tl).
3. $\frac{dL}{dE}$ est la luminosité créée par unité d'énergie déposée dans le CsI(Tl) .

Les éléments deux et trois sont intégrés le long de la trajectoire de la particule dans le cristal. Leur expression dépend de la nature (masse, charge et énergie) de la particule incidente et feront l'objet de la sous-section 3.1.2 du chapitre suivant. Nous n'abordons ici que le troisième.

4. T_{Prop} donne l'atténuation du signal lumineux qui se produit durant sa propagation dans le cristal.
5. T_{Ana} est la fonction de réponse des diodes, qui permettent la transformation du signal lumineux en signal analogique.
6. T_{Digi} est la fonction de réponse du système de lecture, qui produit l'amplification et la digitisation du signal analogique.

Ces diverses transformations du signal aboutissent au signal mesuré U . Notons que le but de la calibration en énergie des cristaux, chapitre 3, sera d'associer à la mesure U l'énergie déposée $E_0 = \int_{\text{trajectoire}} dx \frac{dE}{dx}$.

La description du calorimètre suit le trajet du signal. On décrit en premier les cristaux dans lesquels se dépose l'énergie des particules incidentes. Dans cette section 2.4 sont abordées la création d'un signal lumineux ($\frac{dL}{dE}$) à partir du dépôt d'énergie et sa propagation jusqu'au système de lecture (T_{Prop}). La section 2.5 traite ensuite de la transformation du signal lumineux en signal électrique analogique par les diodes (T_{Ana}), puis de l'amplification et la digitisation menée par l'électronique de sortie (T_{Digi}). La section 2.2 s'intéresse aux essais environnementaux effectués sur chaque module. Ils permettent de s'assurer que ceux-ci pourront supporter les contraintes particulières au domaine spatial.

2.4 Le matériau actif : des barreaux de CsI(Tl)

Le scintillateur retenu est le cristal de iodure de césium dopé au thallium - le CsI(Tl). Ses caractéristiques sont présentées dans le tableau 2.1. Les barreaux du calorimètre constituent le matériau actif du calorimètre. Leur dimensions sont de $326.5 \times 26.7 \times 19.9 \text{ mm}$. La production des cristaux de CsI(Tl) et leur usinage a été assurée par la société Amcryst-H (Ukraine). Le contrôle qualité et une première calibration des cristaux était assurée par des laboratoires suédois à l'université de Kalmar, l'université de Stockholm et l'Institut Royal de Technologie (KTH).

2.4.1 Le signal lumineux dans les scintillateurs inorganiques

La production de lumière ($\frac{dL}{dE}$) dans le CsI(Tl) résulte de la désexcitation des électrons du cristal de la bande de conduction à la bande de valence, l'excitation résultant du passage de la particule ionisante. L'ajout d'impuretés, les atomes Tl, permet de diminuer localement la barrière de potentiel entre les deux bandes et par là d'augmenter la production de lumière. On dit alors que le cristal est dopé. Ce dopage a aussi pour effet de transformer le spectre de l'émission en augmentant les modes entre 500 et 1100 nm au dépend de ceux autour de 400 nm [55]. Ce spectre est alors plus adapté à une lecture par des diodes Si (voir sous-section 2.5.1).

Dans un premier temps on s'intéresse aux non-linéarités dans la conversion $\frac{dL}{dE}$ suivant la nature des particules. Dans un second temps, on considère la forme temporelle de l'émission qui intervient dans la mesure du signal, plus précisément dans la conversion du signal lumineux en signal analogique $T_{\text{Ana}}(D_0)$.

Linéarité de l'émission

La linéarité de la luminosité du scintillateur suivant l'énergie, la charge ou la masse de la particule incidente ne saurait être considérée comme acquise. En particulier, l'effet dit de *quenching* [14][13], ou étanchement, affecte les dépôts d'énergie par des ions. Or leur mesure intervient dans la calibration des gains (description sera faite dans le chapitre suivant). Il est donc nécessaire de paramétriser correctement les non-linéarités. Des mesures prises sur accélérateurs permettront de déterminer phénoménologiquement la courbe $\frac{dL}{dE}$ en fonction de la nature des ions incidents (voir sous-section 3.5). Cette partie s'attache à comprendre les raisons théoriques du *quenching*.

L'effet d'étanchement résulte de la densité limitée d'électrons excitables dans le cristal. Lorsqu'une particule au pouvoir ionisant important passe dans un cristal, il peut localement épuiser la réserve d'électrons non-excités dans la bande de valence. Des modes autres que radiatifs se mettent alors en place. Il peut s'agir de modes d'excitation cristallins, tel les phonons - états vibratoires du cristal. Des modes non-radiatifs de capture d'électron-trous prennent aussi plus d'importance. Tous sont parasites car ils ne contribuent pas à D_0 et donc à la mesure du dépôt d'énergie. Cet effet, bien compris à basse énergie, est d'autant plus sensible que la particule est chargée et lente. Classiquement [14][13], pour un dépôt d'énergie C , la luminosité L est décrite pour des ions de basse énergie ($E < 50$ MeV/nucléon) et de bas numéro atomique ($Z < 16$) par :

$$\frac{dL}{dx} \sim \frac{N \frac{dC}{dx}}{1 + K \frac{dC}{dx}} \quad (2.2)$$

d'où :

$$\frac{dL}{dC} \sim \frac{N}{1 + K \frac{dC}{dx}} \quad (2.3)$$

avec :

- $N \frac{dC}{dx}$ le nombre d'électron-trous créés au passage de la particule.
- $K \frac{dC}{dx}$ la propension des électron-trous à se désexciter de façon non-radiative du fait d'excitations de la structure cristalline.

La luminosité est donc linéaire pour des dépôts d'énergie faible puis tend à saturer lorsque $K \frac{dC}{dx}$ se rapproche de 1.

A haute énergie, les rayons δ (les électrons éjectés hors de leur orbite, voire même de la bande de conduction, par le choc avec l'ion) réduisent l'effet d'étanchement. L'énergie cinétique qu'ils emportent, pouvant atteindre plusieurs keV, sera déposée plus loin dans le cristal, hors

du rayon d'ionisation (400 nm) de l'ion. Ce rayon caractérise la distance sur laquelle la particule incidente agit sur le matériau par excitation des électrons. Ces divers effets ne sont mesurés que de façon relative, en prenant le proton comme référence. Son potentiel ionisant est suffisamment faible pour que ces effets soient négligeables. Par rapport au proton, les mesures conduites au GSI [74] par la collaboration indiquent que l'étanchement non seulement se réduit mais, de façon surprenante, s'inverse pour des ions plus lourds (voir les mesures notées EM de la figure 3.43). Cet effet d'*anti-quenching* [74] reste pour l'instant incompris. Une caractérisation empirique du phénomène suffit pour procéder à la calibration en gain des barreaux. Les muons d'une masse neuf fois inférieure aux protons, et de charge égale ou opposée, sont autant affectés par ces effets que les protons. Notons que les gerbes électromagnétiques, constituées de photons et d'électrons, ne sont donc pas affectées par le *quenching* ou l'*anti-quenching*.

Temps d'émission

L'émission du CsI(Tl) dans le temps est complexe. Elle est souvent modélisée [17] [74] par deux exponentielles :

$$L(t) = L_{tot} \cdot \left(\frac{f}{\tau_r} e^{-\frac{t}{\tau_r}} + \frac{1-f}{\tau_l} e^{-\frac{t}{\tau_l}} \right) \quad (2.4)$$

On distingue donc une composante de temps de relaxation longue ($\tau_l \sim 7 \mu s$) et rapide ($\tau_r \sim 0.5 - 1 \mu s$). L_{tot} est la luminosité totale intégrée sur le temps. Enfin le paramètre $f \sim 70\%$ indique l'importance relative d'un mode par rapport à l'autre. Ces modes décrivent deux processus radiatifs différents. La composante lente résulte de la capture individuelle d'électrons et de trous libres. La composante rapide provient de la recombinaison des excitons par le biais des sites de thalium.

La mesure du dépôt d'énergie dans les cristaux de GLAST s'effectue via la mesure de la hauteur du pic du signal sur une fenêtre de temps donnée. Les variations des poids des modes radiatifs en fonction de la nature (masse, charge et énergie) des particules incidentes influent sur le signal. La fonction de réponse T_{Digi} ne conserve que la composante τ_r car une mise en forme du signal, filtrant la composante temporelle longue, précède la mesure du pic. Or le poids f et donc la mesure $T_{Digi}(D_0)$ sont fonction de la nature des particules. La conversion U à E_0 nécessite donc une meilleure compréhension des paramètres τ_r , τ_l et f .

Les modes radiatifs obéissent à des processus différents d'excitation et de désexcitation. On s'attend donc à ce que les paramètres τ_l , τ_r et f soient différents selon les ions incidents, ce qui a été abordé par [44] où il a été remarqué que le temps de relaxation τ_r est fonction du nombre atomique Z de la particule incidente. Le poids f entre les deux modes pourrait varier de 65% à 85% entre $Z = 1$ et $Z = 6$. En tout état de cause, ces exemples ne sont valables qu'à des énergies de moins de ~ 100 MeV par nucléon. A plus haute énergie, aucune expérience n'a rapporté de mesures précises de $L(t)$ dans le CsI(Tl).

La collaboration GLAST a effectué des mesures des paramètres τ_l , τ_r et f dans le cadre des essais menés au GSI, ce qui sera décrit dans la sous-section 3.5. En effet, leur variations peuvent expliquer en partie les effets d'*anti-quenching*.

2.4.2 Dépolissage des cristaux, effets sur la propagation

La position mais aussi le dépôt d'énergie sont mesurables par l'effet d'atténuation (ou *tapering*). Dans le calorimètre de GLAST, cet effet est encore augmenté en dépolissant deux des surfaces latérales des cristaux. Le premier effet est parasite. C'est la diminution de l'angle total de réflexion, c'est-à-dire l'angle maximal à la normale d'une surface pour lequel un rayon lumineux sera réfléchi plutôt que réfracté. Le dépolissage augmente donc la fraction de lumière s'échappant du cristal lui-même. Pour réduire ces fuites, le cristal est enveloppé

dans un film plastique réfléchissant [9]. Celui-ci augmente également l'effet recherché par le dépolissage, une diffusion homogène de la lumière dans le cristal. La diffusion permet d'atténuer le signal lumineux se transmettant aux diodes en fonction de leur distance au dépôt d'énergie. L'atténuation T_{Prop} est exponentielle, d'une longueur dans le CsI(Tl) $r = 800$ mm, soit 30% de pertes sur les 326 mm d'un barreau.

Pour illustrer les moyens de mesurer dépôt d'énergie et position à l'aide du dépolissage, deux relations sont utilisées. Considérons donc le signal lumineux D_0 produit en un point l du cristal de longueur L , avec une origine en son centre. On définit par Q_N et Q_P les signaux $T_{\text{Prop}}(D_0)$ à chaque extrémité. Les deux signaux s'écrivent :

$$\begin{aligned} Q_P &= D_0 \cdot \exp\left(\frac{l - L/2}{r}\right) \\ Q_N &= D_0 \cdot \exp\left(-\frac{l + L/2}{r}\right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

On en déduit :

$$D_0 = \exp\left(\frac{L}{2r}\right) \sqrt{Q_P \cdot Q_N} \quad (2.6)$$

$$l = \frac{1}{2} \left[r \cdot \log\left(\frac{Q_P}{Q_N}\right) + L \right] \quad (2.7)$$

Le dépolissage allié aux deux systèmes de lecture permet donc de mesurer la position et le dépôt d'énergie. Nous verrons dans la sous-section 3.3 comment le paramètre r est calibré à l'aide de muons cosmiques.

2.4.3 Dépendances environnementales

L'irradiation dans l'espace des cristaux provoquera à terme une dégradation du rendement lumineux ($\frac{dL}{dE}$) et une diminution de la longueur d'atténuation. L'amplitude de ces dégradations dépend fortement de la structure cristalline et varie de fournisseur à fournisseur suivant la méthode de production des barreaux. Dans le cas de GLAST, des mesures produites par le NRL et le KTH [46] [61] permirent de déterminer qu'une dose de 2 krad diminue de 1% à 10% le rendement lumineux mesuré en bout de cristal. Cette diminution atteint 24% avec 18 krad.

La dose d'irradiation annuelle attendue pour GLAST dépendra du niveau d'activité du Soleil. Cette dose devrait être aux alentours de 1 krad par année. Elle pourrait doubler si un sursaut solaire important se produisait pendant l'année. Le cycle solaire devrait atteindre un point bas entre 2006 et 2007. On s'attend ensuite à atteindre le point haut quatre ans plus tard. Un cycle total dure une moyenne de 11 ans. Pendant les dix ans de mission de GLAST, on s'attend à une dose totale de l'ordre de 11 krad, donc une perte de rendement de 15 à 25% en fin de mission.

L'irradiation du détecteur ne sera pas homogène. De manière générale, la dose est d'autant plus forte que l'on se trouve proche de l'extérieur. Ainsi les tours centrales souffriront moins de l'irradiation. Les barreaux eux-mêmes seront moins affectés de leur côté proche du cœur du détecteur, lorsqu'il sont disposés perpendiculairement aux bords.

2.5 Le système de lecture

Le système de lecture d'un barreau se compose de quatre diodes, deux à chaque extrémité du barreau, avec deux sorties chacune. Il y a donc quatre sorties par extrémité de barreau. Cette démultiplication permet une couverture de toute la gamme dynamique de GLAST, (1 MeV à 74 GeV). Elles rendent le signal disponible en $\sim 20 \mu s$ avec une non-linéarité totale

Pré-amplificateur LE	gamme	2 – 800 MeV
LEX8	gamme niveau de bruit	2. – 110 MeV, 3850 ADC 0.4 MeV
LEX1	gamme niveau de bruit	5. – 942 MeV, 3550 ADC 0.4 MeV
Pré-amplificateur HE	gamme	100 MeV-100 GeV
HEX8	gamme niveau de bruit	0.1 – 7.7 GeV, 3850 ADC 11.5 MeV
HEX1	gamme niveau de bruit	0.3 – 74. GeV, 3550 ADC 13. MeV

TAB. 2.2 – Caractéristiques des voies de sortie du calorimètre.

de $\pm 0.5\%$ (sommée sur toute la gamme dynamique). Nous décrirons maintenant le système de lecture. Les détails complets sont donnés dans les références [88] [102] et [62].

2.5.1 Les photodiodes

Le choix de photodiodes pour la lecture du signal lumineux est lié à plusieurs avantages. Ce type de détecteur est compact et très léger ($< 2\text{ g}$). Ainsi les dimensions des diodes sont de $14.5 \times 10.5 \times 0.30\text{ mm}$ pour la diode LE et $14.5 \times 2.4 \times 0.30\text{ mm}$ pour la diode HE. De plus, leur consommation est limitée ($\sim 30\text{ mA}$ pour l'ensemble du système de lecture pour une consommation totale d'un module calorimétrique de $\sim 5\text{ W}$). On répond donc ainsi à deux contraintes importantes imposées par le domaine spatial (voir chapitre 1). Ces détecteurs sont de plus robustes, capables de fonctionner entre -40°C et 70°C et de résister aux rayonnements ionisants ainsi qu'aux vibrations. Les diodes choisies sont produites sur un même support. Il s'agit des *Dual PIN Diode Hamamatsu S8576* [102]. Leur réponse spectrale couvre le spectre d'émission du CsI(Tl), allant de 320 à 1100 nm, la photo-sensitivité étant de l'ordre de 0.4 A/W (Ampères produits par Watts reçus). Leurs dimensions permettent la lecture du dépôt d'énergie dans deux gammes dynamiques différentes, entre 1 MeV et 940 MeV pour LE, et 2 MeV et 74 GeV pour HE. La validation des photodiodes était assurée par le CEA.

Deux types de courants parasites existent dans les diodes :

- Un bruit thermique, le courant de Johnson $I_{jh} \propto \sqrt{4k_B T}$.
- Un bruit statistique, $I_{stat} \propto \sqrt{I_{signal} + I_D}$. Celui-ci résulte des variations statistiques du nombre de photons absorbés dans la zone de déplétion et y produisant des paires, auquel s'ajoute les variations dans le courant noir I_D résultant des effets de capacitance et de résistance ($\sim 1\text{ nA}$ pour HE, et $\sim 3\text{ nA}$ pour LE).

Le bruit est d'autant moins important et dépendant de la température que la diode est polarisée en inverse. Elle permet en effet d'abaisser les variations du courant ajouté et donc le bruit. Celui-ci implique néanmoins un biais moyen constant dans toutes les mesures brutes. Il sera soustrait lors de la calibration (sous-section 3.2.3). Ses fluctuations sont amplifiées par l'électronique en aval. Nous allons maintenant nous y intéresser.

2.5.2 L'électronique de sortie

L'acquisition des données a été décrite dans la section 1.4.4. On s'intéresse ici à un des composants du système d'acquisition, l'ASIC (Aplication Specific Integrated Circuit) GCFE[62] (GLAST Calorimeter Front-End Electronics, figure 2.10), directement associée à chacune des extrémités des barreaux, et qui remplit cinq fonctions principales :

1. Injection de charge : un système permet d'injecter un signal analogique d'une amplitude

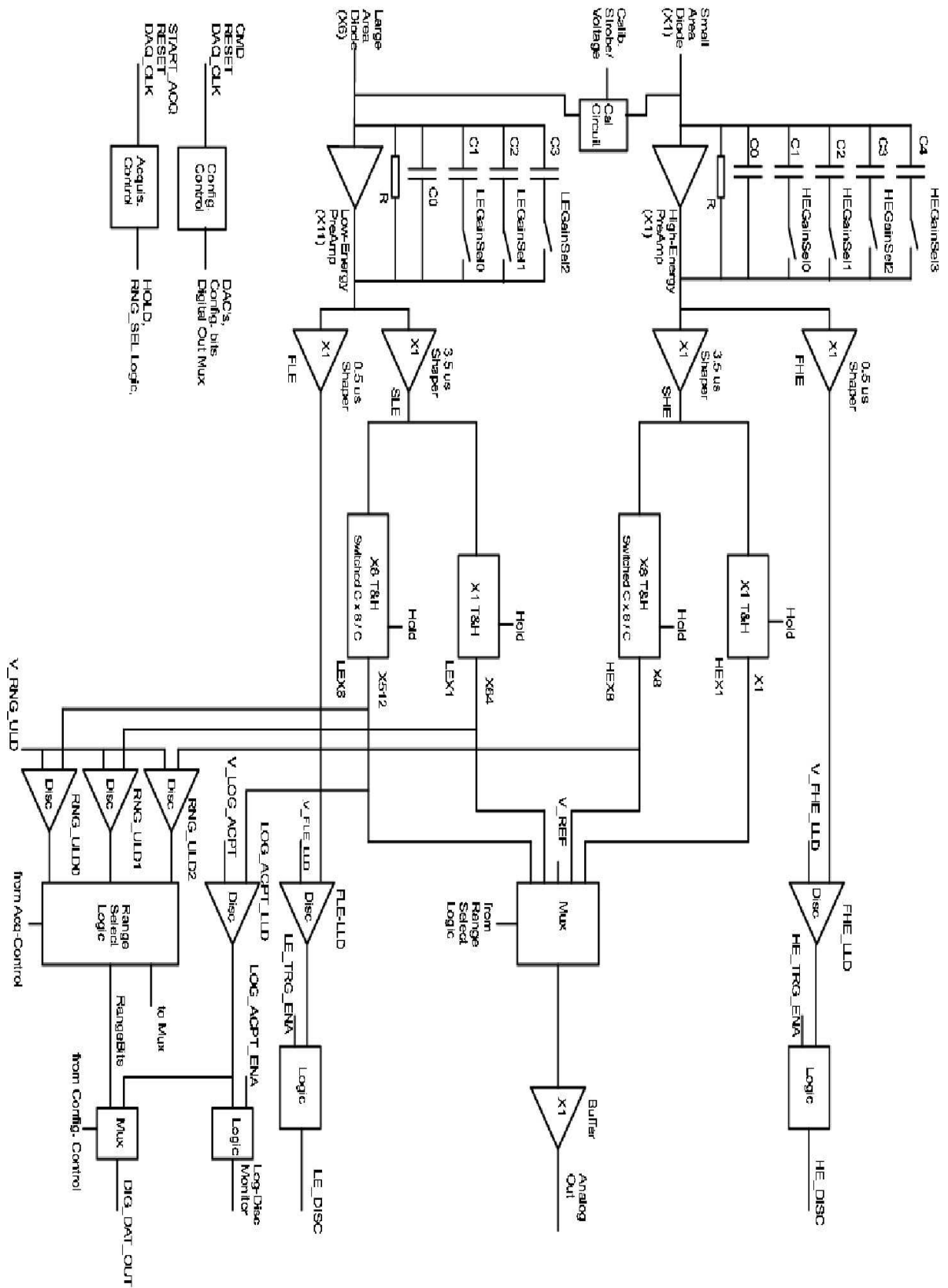


FIG. 2.10 – Schéma de l'électronique d'acquisition (GCFE).

voulue. Il rend possible la calibration de l'électronique en aval, de ses non-linéarités, et la détermination des seuils de déclenchements utilisés par les autres fonctions.

2. *track and hold* : c'est un système de mesure de la hauteur du signal analogique (issu des diodes ou de l'injection de charge).
3. Suppression de zéro : un des signaux digitisés ne sera enregistré que si le signal LEX8 dépasse un certain seuil.
4. Choix de la voie : Lorsqu'il n'y a pas suppression de zéro, la première voie non-saturée dans l'ordre LEX8, LEX1, HEX8, HEX1 est envoyée à l'enregistrement. Les niveaux de saturation sont placés de sorte à éviter la fin d'une gamme dynamique d'une voie et le début de la suivante. C'est en effet là que les non-linéarités sont les plus fortes. Dans le cadre de la calibration, cette fonction n'est pas appliquée et les quatre voies sont enregistrées.
5. Déclenchement de type CAL-HI ou CAL-LO (voir sous-section 1.4.4) : Si la voie de la diode HE ou LE dépasse un certain seuil (1 GeV et 100 MeV respectivement), le signal correspondant est envoyé au système de déclenchement global. Ce n'est qu'avec le signal retour de l'électronique de déclenchement que les trois tâches précédentes sont mises en œuvre.

L'ASIC gère donc le premier niveau de déclenchement et d'enregistrement des données. L'impact de son fonctionnement sur la calibration des barreaux nécessite sa description précise.

Description du GCFE

La description du circuit et des transformations appliquées à $L(t)$ est faite chronologiquement en partant des diodes. Les diodes ont chacune une voie et sont suivies d'un pré-amplificateur, commun aux deux, dont le gain est ajustable indépendamment d'autres pré-amplificateurs. En sortie, la voie est divisée en deux. L'une va vers un *shaper* rapide, estimant $L(t)$ sur une porte de $0.5 \mu s$. Il est chargé de signaler l'activation du cristal, la cinquième fonction, et d'envoyer ou non le signal CAL-LO (LE) ou CAL-HI (HE). La seconde voie atteint elle aussi un *shaper*, dit lent, estimant $L(t)$ sur $3.5 \mu s$.

Après le *shaper* lent, les voies sont à nouveau séparées en deux. Suivent des circuits dit *track-and-hold*, capables de mesurer le maximum de $L(t)$ sur une porte de temps fixée. Le départ de la porte est donné selon un délai fixe après le signal renvoyé par l'électronique de déclenchement global. Celui-ci, dit délai TACK (trigger acknowledge delay), est ajusté par une procédure de calibration de sorte que la porte englobe le pic de $L(t)$. Ainsi le délai TACK est de 5800 ns pour les mesures d'injection de charge, et de 1900 ns pour la mesure des cosmiques sur Terre. Enfin chaque *track-and-hold* amplifie aussi $L(t)$ pour une de leur deux voies. On obtient ainsi les quatre voies LEX8, LEX1, HEX8 et HEX1.

Toutes les voies sauf HEX1 sont reliées à un système permettant la détermination de la voie avec le gain le plus adapté à la mesure. HEX1 intervient lorsque les trois autres voies saturent. Il existe malgré tout la possibilité de rapporter les quatre mesures, cette option pouvant être choisie dans le cadre de la calibration. Enfin la voie LEX8 est reliée à un discriminateur qui détermine si cette extrémité de barreau dépasse ou non le seuil de mesure.

L'injection de charge

L'injecteur de charge permet de créer un signal analogique d'amplitude variable, en sortie du pré-amplificateur. Ce signal se propage en aval comme un signal analogique issu des diodes. Ce système permet ainsi la calibration de l'électronique jusqu'à la digitisation.

L'injection de charge permet de dresser une carte des non-linéarités : conversion d'une amplitude du signal analogique à une valeur digitisée, c'est-à-dire la détermination T_{Digi} . La carte est par la suite utilisée dans la reconstruction de l'énergie déposée (voir sous-section 3.2.4).

La hauteur des différents seuils peut être déterminée grâce à ce système. Il s'agit des seuils pour les signaux CAL-LO et CAL-HI et de celui appliquant la suppression de zéro. Il y a enfin les seuils de déclenchement des *shapers* rapides et lents qui doivent être suffisamment hauts pour éviter de déclencher sur le bruit issu du pré-amplificateur. Enfin le système permet de fixer les niveaux de saturation de chaque voie. Il serait techniquement possible d'effectuer ces tâches avec les muons cosmiques si leur flux était plus important. Ce sera le cas en orbite avec les protons.

Conversion analogue-digitale

Les convertisseurs ADC arrivent après les ASIC GCFE. Ils codent le signal sur 12 bits. Le tableau 2.2 donne quelques caractéristiques pour chaque voie.

Sources de bruit et de distorsion

Le bruit dans l'électronique est majoritairement le fait des capacités ainsi que des amplificateurs. Les sorties de chaque extrémité sont donc découplées. L'amplitude de ces bruits est donné dans le tableau 2.2. La calibration des piédestaux fait l'objet de la section 3.2.3.

2.6 Conclusion

Les difficultés de conception de réalisation du calorimètre étaient multiples. En particulier, la mise en orbite impose des limites sur la taille et un poids. Les contraintes environnementales ne doivent pas être pour autant négligées. Le LLR avait ainsi la charge de l'élaboration et de la production des structures de soutien des modules calorimétriques. La solidité de chacune de ces structures alvéolaires en fibre de carbone, leur capacité à protéger les cristaux de CsI(Tl), fut éprouvée par une série d'essais environnementaux. Elles passèrent haut la main les essais mécaniques, de chocs thermiques et autres, conduits par le LLR et le NRL. Un autre problème était la consommation d'énergie par les systèmes d'électronique alors même que les mesures doivent s'effectuer sur une gamme de 1 à $7 \cdot 10^4$ MeV.

Les efforts de conception du calorimètre se concrétisent aujourd'hui par la calibration systématique de tous les modules, alors même que l'instrument est au sol, et par la l'élaboration d'une stratégie de calibration de l'instrument dans l'espace. C'est le sujet du prochain chapitre.

Chapitre 3

Calibration des barreaux du calorimètre

Une reconstruction calorimétrique précise nécessite une bonne compréhension de l'appareil autant que de la physique des gerbes. Ce chapitre s'intéresse donc aux observables de base des barreaux du calorimètre, énergie déposée et position moyenne du dépôt. Les caractéristiques individuelles des barreaux sont aussi utilisées dans la simulation. Inclure ces précisions permet en retour de valider par la simulation les procédures de calibration et les algorithmes de reconstruction.

La caractérisation des barreaux s'est d'abord effectuée à l'aide des muons cosmiques. La figure 3.1 indique deux événements candidats muons mesurés dans GLAST. Leur spectre, les mécanismes gouvernant leur interaction avec le détecteur sont décrits dans la section 3.1. La figure 3.2 présente une distribution des valeurs collectées sur la voie de mesure LEX8 à l'extrémité d'un seul barreau de CsI(Tl). Le pic de gauche est dû au bruit dans la voie, sans détection de particule. Celui de droite est produit par les muons. C'est ce type de données que l'on utilise pour procéder à la calibration et déterminer :

1. **Les piédestaux** : caractérisation du bruit sans dépôts d'énergie dans le cristal, pour chaque sortie, section 3.2.3.
2. **L'atténuation** : caractérisation de l'asymétrie des signaux de sortie entre extrémités suivant la position, section 3.3.
3. **Le gain** : caractérisation de l'amplitude du signal en sortie par rapport à la luminosité dans le cristal, section 3.4.

Avant d'aborder ces trois points, la section 3.2 décrit la prise de donnée et la sélection des événements qui permettront la calibration des deux derniers. Enfin la calibration dans l'espace est abordée succinctement, section 3.5.

Pour chaque voie, on note :

- U le signal en unité ADC d'une voie (Analog to Digital).
- μ la moyenne du piédestal pour cette voie.
- σ la largeur du piédestal pour cette voie.
- $\tilde{U} = U - \mu$.

L'indication des voies peut être apposée en indice. On pourra donc avoir U_{LEX8} . Les deux cotés (P ou N) des barreaux bénéficient d'un système de lecture. Les indices P et N peuvent être apposés de la même façon.

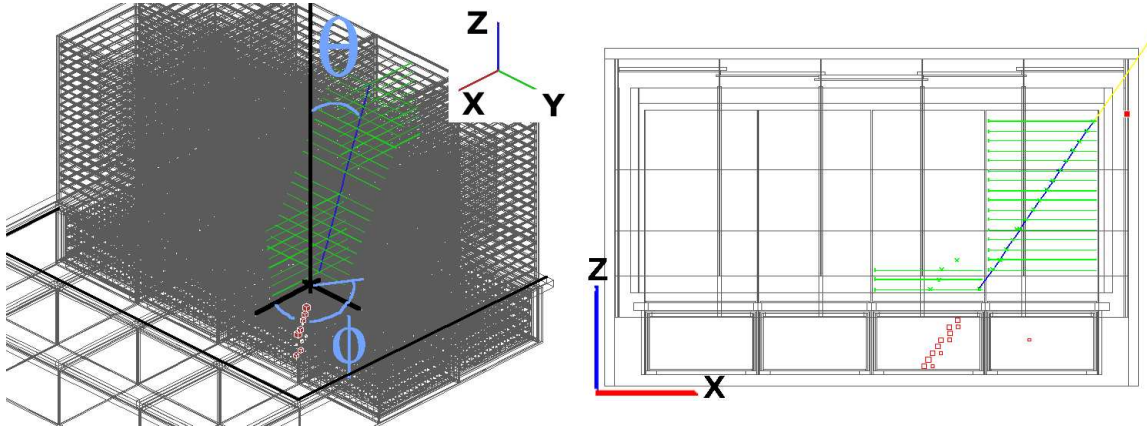


FIG. 3.1 – Deux événements muons détectés dans un dispositif contenant huit tours du LAT. La trajectoire des muons est indiquée en bleu. Les plans déclenchés dans le trajectographe sont indiqués par les croix vertes. Les dépôts d'énergie dans le calorimètre correspondent aux cubes rouges.

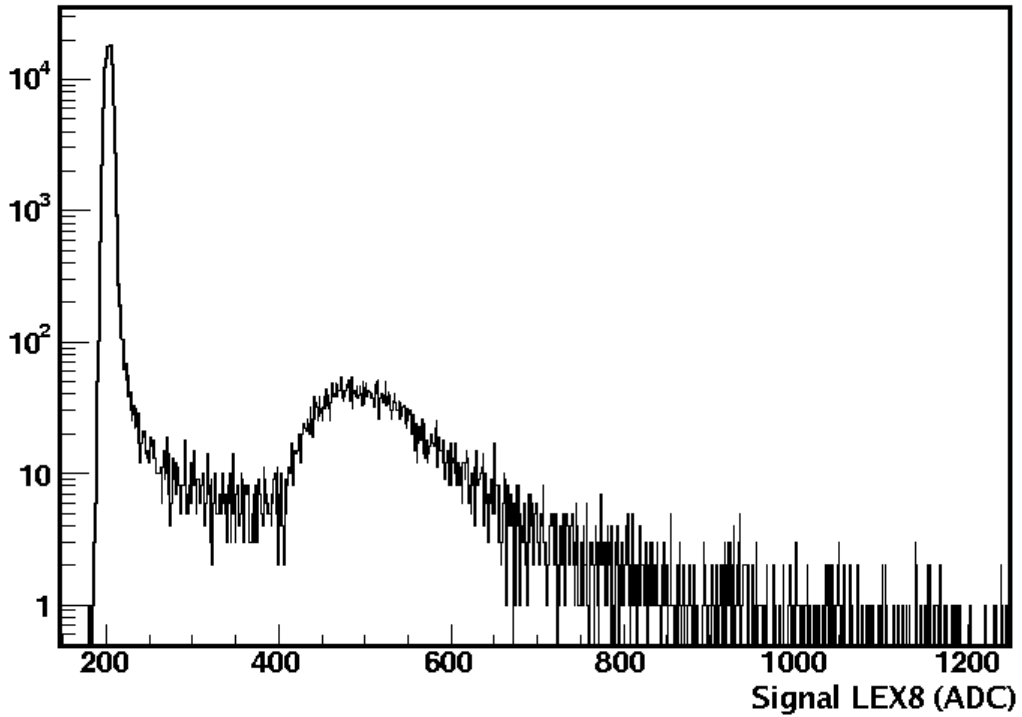


FIG. 3.2 – Distribution des dépôts d'énergie obtenue à partir d'une voie LEX8. On y distingue le pic dû au bruit à gauche ainsi que celui créé par les muons à sa droite.

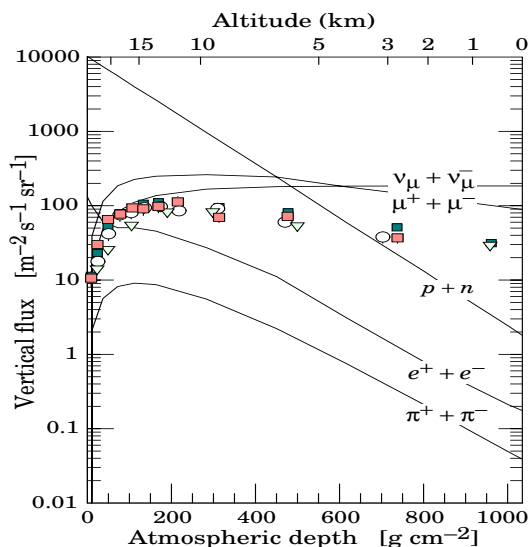


FIG. 3.3 – Flux sur Terre des particules cosmiques suivant l'altitude [45]. Les mesures correspondent aux μ^- . Si l'on oublie les neutrinos ν_μ dont l'interaction avec le LAT est indétectable, les muons dominent clairement à la surface de la terre.

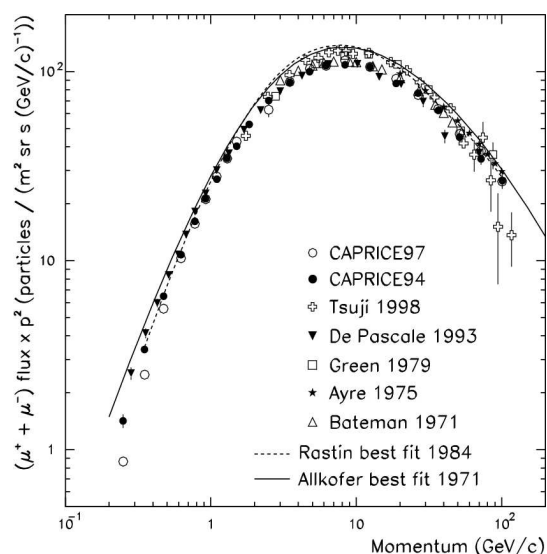


FIG. 3.4 – Flux de muons au niveau de la mer [42]. L'énergie moyenne des muons est de 4 GeV, pour un flux de $24. \text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1} (\text{GeV}/c)^{-1}$.

3.1 Flux et comportement dans la matière des muons.

Cette section se scinde en deux parties. La première donne une description du spectre des muons au niveau de la mer (celui des particules utilisées par la calibration en orbite a été donné dans la section 1.3.2). La connaissance de ce flux est nécessaire à la simulation des données muons, qui en retour permettent la validation des algorithmes de calibration et une meilleure analyse des effets instrumentaux imprévus (comme sera le cas dans la sous-section 3.4). La seconde partie traite du passage des particules chargées dans la matière dans la gamme d'énergie MeV- GeV, en ne s'intéressant qu'aux collisions élastiques (voir [19] pour les collisions inélastiques). Elle permettra entre autre de déterminer les formes fonctionnelles attendues et de leur associer une énergie caractéristique.

3.1.1 Spectre des muons au niveau de la mer

Les muons créés par l'interaction des rayons cosmique avec l'atmosphère sont une source gratuite et inextinguible de particules chargées. Les autres particules chargées pouvant déclencher le détecteur ont un flux de plusieurs ordres de grandeur inférieur au flux des muons (voir figure 3.3). On ignore ces détections dans cette étude. Des mesures précises des flux de muons μ^+ et μ^- ont été effectuées et sont utilisées par GLAST pour la simulation [45][42].

Le flux

La figure 3.4 donne le flux $\times p^2$ des muons au niveau de la mer, avec p l'impulsion des muons. L'énergie moyenne est de 4 GeV. Le flux est approximativement plat avant 1 GeV, la courbe de la figure 3.4 étant alors $\propto p^2$. La pente s'accroît progressivement vers le bas ensuite. Ceci est dû au spectre des cosmiques au-dessus de l'atmosphère mais aussi au fait que les cascades provoquées par les protons à haute énergie ($E_p \gg 1 \text{ TeV}$) privilégient moins la création de muons [45]. Le LAT ayant une surface de l'ordre de 1.4 m^2 , le flux le traversant est

de l'ordre de $\sim 200 \text{ muons s}^{-1}$ (en considérant un flux vertical). GLAST modélise le flux soit par une interpolation des points de mesure de CAPRICE [42] (2 jeux de données possibles), soit par une succession de lois de puissance.

Dépendance angulaire

Les flux de muons, spectres et flux intégrés, dépendent de l'angle zénithal comme $\propto \cos^2 \theta$ (θ l'angle zénithal, voir figure 3.1). Les simulations du spectre s'appuyant sur les mesures de CAPRICE modélisent cette dépendance par : $\text{Flux}(E_\mu, \theta) \propto \text{Flux}(\frac{E_\mu}{\cos \theta}, \theta = 0) \cdot \cos^2 \theta$, avec E_μ l'énergie du muon. Les autres modèles de flux prennent en compte la dépendance en $\cos^2 \theta$ des flux intégrés avec : $\text{Flux}(E_\mu, \theta) \propto \text{Flux}(E_\mu, \theta = 0) \cdot \cos^2 \theta$. Quel que soit le modèle utilisé, nous verrons que la calibration au sol avec les muons cherche à sélectionner ceux à incidence verticale ($\theta < 10^\circ$), ce que permet de vérifier la simulation.

Rapport des flux μ^+ sur μ^-

Le flux de muons au-dessus de 3 GeV n'est pas affecté par l'environnement géo-magnétique. Une mesure en un point de la terre est donc valable ailleurs à même altitude. Ce n'est pas le cas des particules en dessous du GeV. Ainsi le rapport des flux μ^- sur μ^+ passe de 1.3 au Manitoba, Canada, 56°N , à 1.1 à Fort Summer, Nouveau Mexique, 34.1°N . La collaboration CAPRICE estime les différences de latitude géomagnétique en être la cause. GLAST utilise le rapport 1.2 pour ses simulations (San Francisco est à 37.8°N et Washington DC à 38.89°N). On peut remarquer que ces rapports sont toujours supérieurs à un. Ceci s'explique par l'abondance de protons cosmiques, chargés positivement, qui sont à l'origine d'une majorité des muons.

3.1.2 Dépôts d'énergie

Nous nous intéressons aux dépôts d'énergies des particules chargées massives : muons, protons et ions. Il s'agit de déterminer le terme $\frac{dE}{dx}$ de l'équation 2.1a. La description des principes de scintillation, *quenching* compris, ont été abordés dans la section 2.4.1.

Dépôt moyen par unité de longueur

Le dépôt moyen par unité de longueur dans le domaine d'énergie des muons cosmiques est donné par la formule de Bethe-Bloch. Elle décrit l'ionisation et l'excitation des atomes par la particule incidente par l'interaction coulombienne. La formule, valable dans le cas de chocs élastiques, est :

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 N_A m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \log \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.1)$$

$$E_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (3.2)$$

avec :

- c : vitesse de la lumière.
- N_A : Nombre d'Avogadro.
- $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$: rayon classique de l'électron.
- ϵ_0 : permittivité du vide.
- m_e : masse de l'électron.
- M : masse de la particule incidente.
- A : masse molaire de l'atome cible.
- Z : charge de l'atome cible.

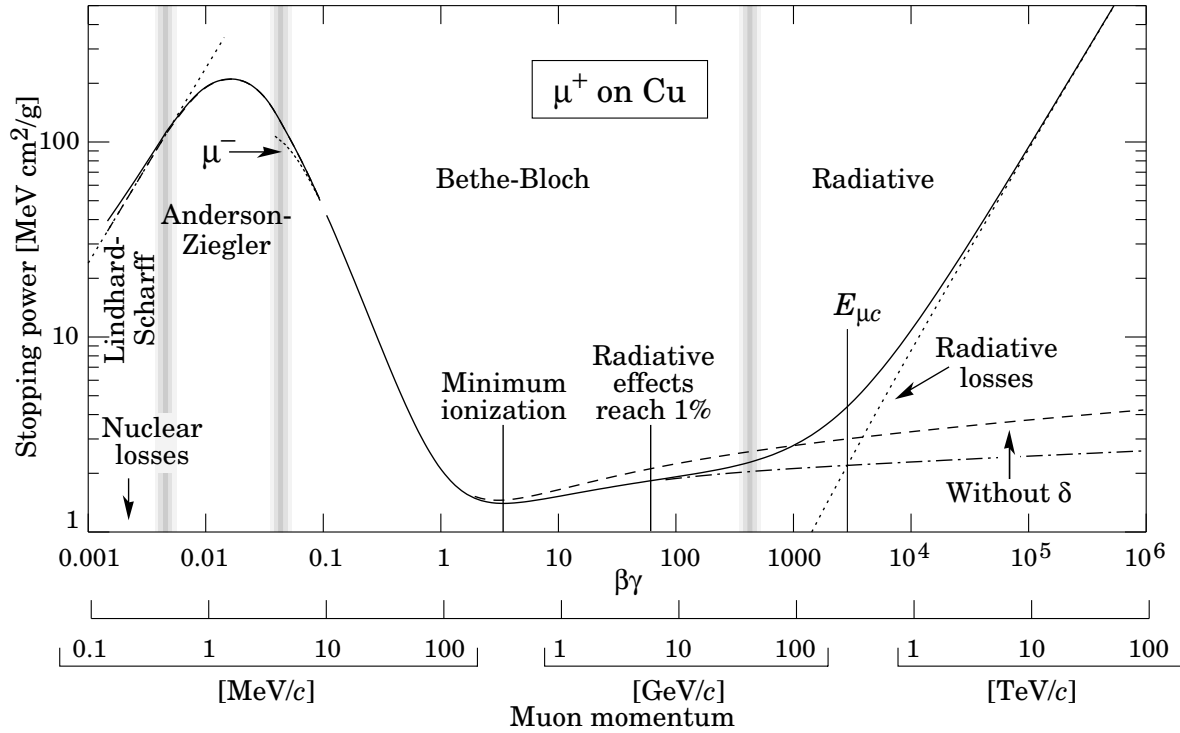


FIG. 3.5 – Dépôt moyen d'énergie par unité de longueur dans le cuivre pour des collisions élastiques [12].

- z : charge de la particule incidente.
- E_{max} : transfert maximum d'énergie incidente à un électron libre.
- $I \approx 10 Z$: énergie d'excitation moyenne.
- δ : terme correctif pour la densité moyenne.
- $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, v la vitesse de la particule incidente.

Le terme logarithmique peut s'obtenir en calculant le transfert de quantité de mouvement par interaction coulombienne de la particule incidente à un électron considéré comme libre. Le terme δ résulte de la polarisation du matériau provoquée par le passage d'une particule chargée à très haute énergie (> 100 GeV). Le plasma d'électrons créé par cette dernière masque son champ aux électrons non-excités rendant le transfert moins efficace. Pour des énergies faibles, la structure électronique du cristal commence à jouer (< 100 MeV). A très haute énergie, les effets radiatifs (bremsstrahlung) deviennent prépondérants. La figure 3.5 présente ces différents régimes.

Les particules utilisées par la calibration ont une énergie moyenne ~ 4 GeV ou ~ 1 GeV par nucléon pour les ions (voir figure 1.6 pour la calibration en orbite, figure 3.4 pour la calibration au sol). Nous sommes donc dans le régime du minimum d'ionisation. En d'autres mots, le dépôt moyen d'énergie par unité de longueur est en première approximation fonction de la charge de la particule incidente et de la longueur de cristal traversé. Les muons déposent donc dans les cristaux une énergie moyenne fonction de la longueur de cristal traversé. Ce dépôt d'énergie est faible par rapport à son énergie initiale (~ 4 GeV), valant en moyenne 6.1 MeV cm^{-1} , soit 12.2 MeV déposé dans un cristal pour un muon à incidence verticale.

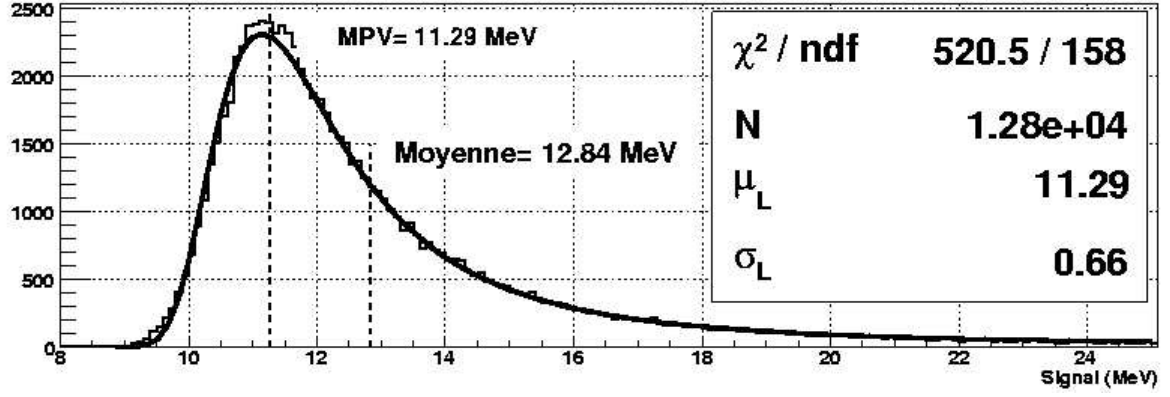


FIG. 3.6 – Distribution simulée des dépôts d'énergie dans un cristal du détecteur pour des muons verticaux de spectre en énergie celui au niveau de la mer. La distribution est ajustée par une fonction de Landau.

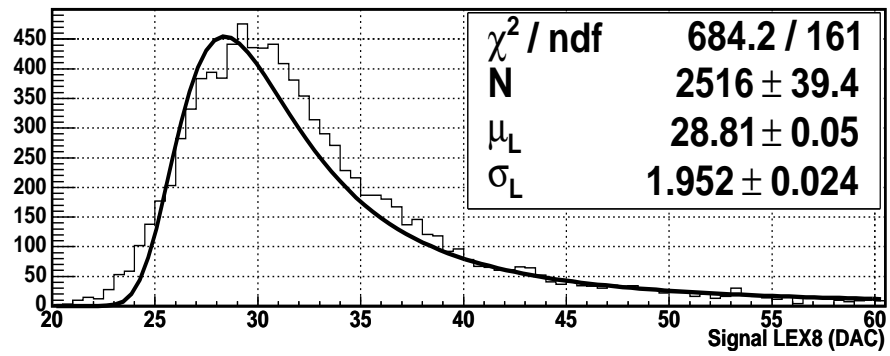


FIG. 3.7 – Distribution réelles des dépôts d'énergie dans un cristal du détecteur. La distribution est ajustée par une fonction de Landau.

Fluctuations

Cette sous-section s'intéresse aux fluctuations des dépôts autour de leur valeur moyenne. La figure 3.6 montre la distribution simulée des dépôts d'énergie par des muons verticaux issus du spectre attendu au niveau de la mer. C'est elle que l'on tente de caractériser et de retrouver dans les données expérimentales. La position de son maximum (MPV) est à 11.2 MeV et une largeur de 0.66 MeV. Ces valeurs doivent permettre de calibrer le gain dans chaque voie. Elles sont déterminées à l'aide d'un ajustement par une fonction de Landau. Or celle-ci décrit mal les données (figure 3.7). On considèrera donc d'autres formes fonctionnelles potentiellement plus adaptées.

Le premier travail d'importance sur la caractérisation des fluctuations des dépôts d'énergie fut mené par Landau en 1944. Il définit la probabilité $f(x, \Delta)$ pour une particule de déposer une énergie Δ en traversant un matériau sur une profondeur x . Cette fonction de probabilité est une solution de l'équation de transport [11] :

$$\partial_x f(x, \Delta) = \int_0^\infty \omega(E) f(x, \Delta - E) dE - \sigma_T f(x, \Delta) \quad (3.3)$$

avec :

- $\omega(E)$ la section efficace différentielle pour un transfert d'énergie E en une seule collision.
- $\sigma_t = \int_0^\infty \omega(E) dE$ la section efficace totale.

Landau utilisa la section efficace de Rutherford, ne prenant donc pas en compte la structure électronique des atomes. De plus il fait l'approximation d'un dépôt d'énergie maximal infini par interaction. Dans ces conditions, on peut trouver une solution à l'équation paramétrisable à l'aide de deux coefficients. Pour un matériau donné, la distribution f_L des dépôts d'énergie dépend des paramètres x et β^2 . L'expression théorique est donnée dans [11]. Dans la pratique, on utilise deux autres paramètres, la position du maximum μ_L et la largeur de la fonction σ_L .

Vavilov effectua ce calcul sans l'approximation d'un dépôt d'énergie maximal infini. La distribution de Vavilov utilise deux paramètres de plus [11]. On a ainsi μ_V , σ_V , β^2 et κ . Il est intéressant de noter que [5] :

- pour $\kappa \leq 0.012$, la distribution de Vavilov devient la distribution de Landau.
- pour $\kappa \geq 10.$, la distribution devient une gaussienne de moyenne $\mu = \gamma_E - 1 - \beta^2 - \log \kappa$ et de largeur $\sigma = (2 - \beta^2)/(2\kappa)$.

On retrouve donc que des dépôts d'énergie en moyenne faibles, du fait de l'épaisseur ou de la masse de la particule, sont modélisables par la distribution de Landau. Par contre des particules plus lourdes ou traversant une profondeur de matériau importante auront des fluctuations se rapprochant de plus en plus à celle d'une gaussienne.

Il reste à ce niveau une approximation. Il s'agit de celle faite sur la structure électronique du cristal traversé. Rutherford considère en effet que tous les électrons d'un atome se comportent comme s'ils étaient sur une couche. Cette approximation est a priori d'autant plus valable que la profondeur de matériau traversé est grande. La référence [11] propose plusieurs solutions pour mieux prendre en compte ces effets, qui ne devraient pas être importants dans le cadre de GLAST. Notons malgré tout parmi elles la proposition de convoluer une fonction de Landau par une gaussienne (GKL : Gaussian Kernel Landau) :

$$f_{\text{GKL}}(\Delta, \delta_2) = \frac{1}{\sqrt{2x\pi\delta_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_L(\Delta - u) \exp\left(-\frac{u^2}{2\pi\delta_2}\right) du \quad (3.4)$$

avec :

$$\delta_2 = \int_0^{E_{\text{max}}} (\omega(E) - \omega_s(E)) E^2 dE$$

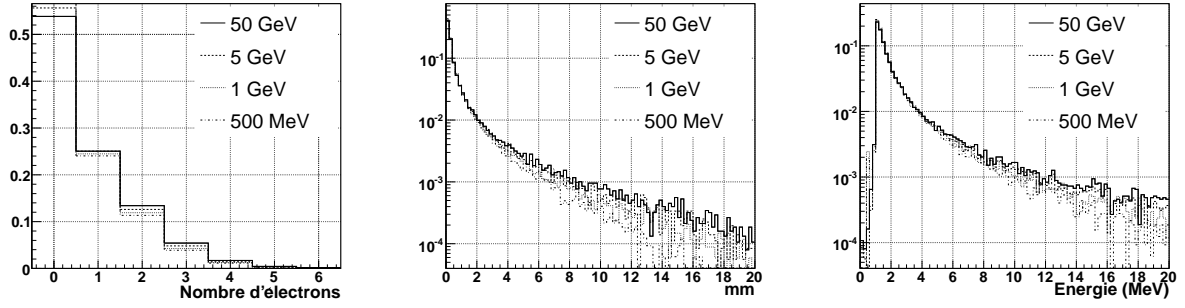


FIG. 3.8 – Caractéristiques rayons δ provoqués par les muons traversant 27.85 mm de CsI(Tl). Sont représentés de gauche à droite le nombre de rayons δ par événements, la distance parcourues avant qu'ils ne s'arrêtent, leur énergie. Ces distributions ne varient que peu avec l'énergie.

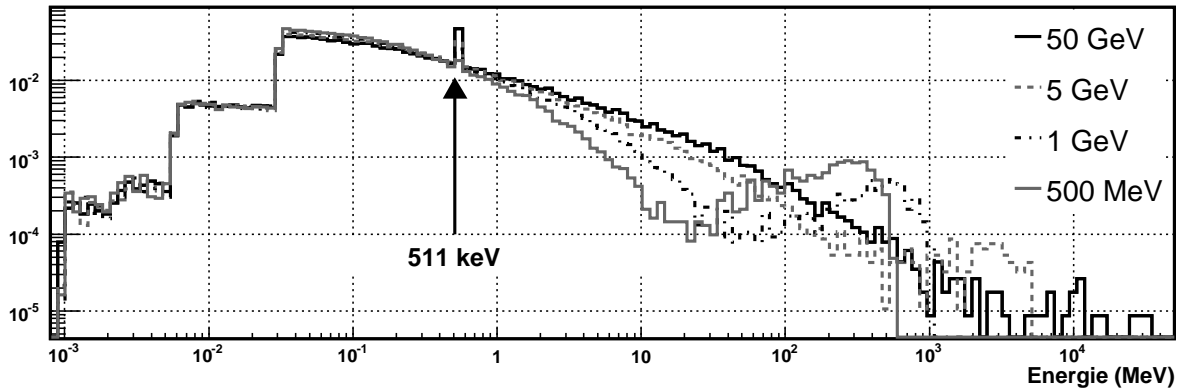


FIG. 3.9 – Spectres en énergie de photons produits par le passage de muons dans 27.85 mm de CsI(Tl). On observe une raie à 511 keV issues de l'annihilation de positons. Les spectres s'étendent jusqu'à l'énergie cinétique totale du muons. La majeure partie d'entre eux ne dépasse pas le MeV.

où ω_s est la section efficace prenant en compte la structure électronique. Cette convolution a pour effet, par rapport à une fonction de Landau, de réduire l'importance de la queue à grand Δ , d'augmenter celle pour les petits Δ et enfin d'élargir le pic.

Rayons δ

Les électrons recevant une énergie plus grande que leur énergie de liaison avec le cristal sont éjectés hors de sa bande de conduction. Se déplaçant sur quelques millimètres avant de déposer l'énergie reçue, ils contribuent ainsi à réduire l'effet de *quenching* (voir chapitre 2) qui résulte de l'épuisement local d'électrons excitables. Dans le cas présent, les rayons δ influent sur la forme des dépôts d'énergie. En effet, s'ils sont pris en compte dans les formes analytiques proposées, ils peuvent par contre s'échapper des cristaux où ils sont produits. La queue à haute énergie des distributions de dépôts d'énergie pourrait alors être moins importante que prévu. Cependant étant donné l'épaisseur des cristaux cet effet est négligeable.

Photons

Les muons peuvent provoquer la création de photons pouvant se déplacer sur des distances très variables avant de déposer leur énergie. La figure 3.9 indique leurs spectres en énergie pour des muons traversant 27.85 mm de CsI(Tl). Les processus de création sont l'ionisation, le bremsstrahlung, la création et annihilation de paires e^+e^- et les réactions nucléaires. Les spectres

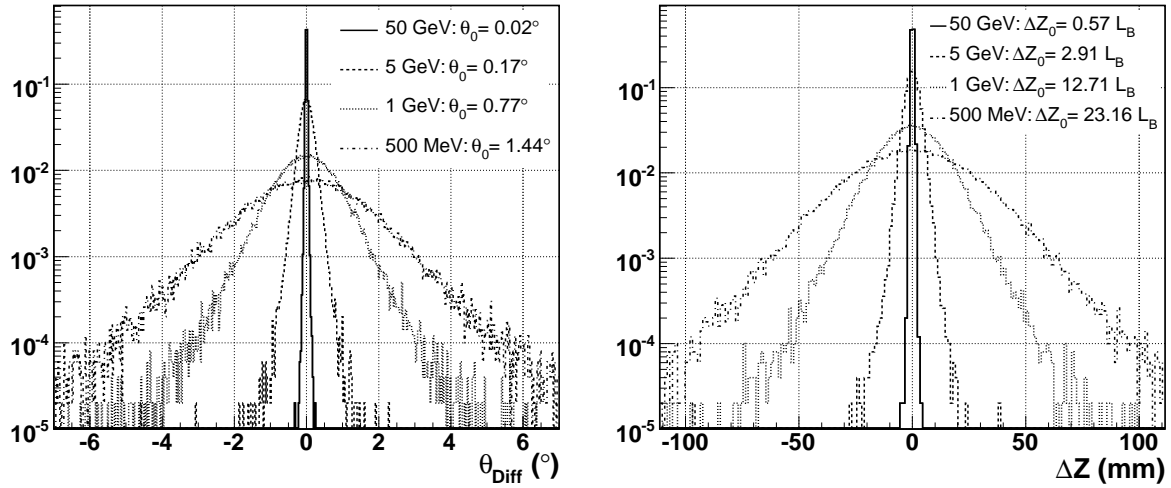


FIG. 3.10 – Déviation angulaire (à gauche), et distance de déviation (à droite) de muons par rapport à leur direction initiale après la traversée de 27.85 mm de CsI(Tl). Ces déviations résultent de la diffusion multiple. Elles deviennent importantes en dessous de 1 GeV.

s'étendent jusqu'à la valeur de l'énergie cinétique des muons. Néanmoins la majeure partie des photons ne dépasse guère la centaine de keV. C'est très inférieur aux dépôts d'énergie qui nous intéressent. En effet, ils ne pourront pas à eux seuls déclencher un barreau du calorimètre qui requiert dans la configuration classique (suppression de zéro, voir section suivante) un dépôt d'énergie minimal de 1 MeV. Ces photons ont donc une influence limitée.

Diffusion multiple

Les trajectoires des muons ne sont pas parfaitement rectilignes. Pour les muons, celles-ci résultent principalement de la diffusion coulombienne sur les noyaux. Elles présentent un profil quasiment gaussien si ce n'est pour les très grands angles de déviation dont le poids est plus important. Si θ est l'angle de déviation projeté, la distribution est correctement décrite sur 98% de la distribution par [12] :

$$P(\theta) = \frac{1}{2\pi\theta_0^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_0^2}\right) \quad (3.5)$$

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta^2 \gamma m_e c^2} z \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \frac{X}{X_0}\right) \quad (3.6)$$

avec :

- X_0 la longueur de radiation du matériau. Elle ne dépend que de la composition du matériau (voir 4.1).
- X la profondeur de matériau traversé.

On a donc dans le cas d'un barreau de calorimètre et pour des muons à 4 GeV sur axe : $\theta_0 \simeq 3 \cdot 10^{-3}$. La figure 3.10 indique l'importance de la diffusion pour des muons traversant 27.85 mm de CsI(Tl). Sont présentés la déviation angulaire et la distance à la trajectoire initiale en sortie du cristal. Ces deux valeurs sont en fait complètement corrélées ce qui signifie que les muons dévient de façon importante de leur trajectoire guère plus d'une fois sur cette distance. La diffusion multiple est d'autant plus importante que l'énergie initiale des muons est faible. La reconstruction de leur trajectoire souffrira d'une plus grande incertitude.

3.2 Les données.

3.2.1 Prise de données

Les prises de données ont commencé lors de l'assemblage du LAT. On en trouve pour 1, 2, 4, 6 et 8 tours assemblées, sans le bouclier anti-coïncidence, ainsi que pour l'instrument en entier. Ceci ne devrait pas avoir d'influence sur la calibration et il n'y sera plus fait référence.

Les mesures sur le LAT rapportent qu'un muon à incidence verticale dépose en moyenne 12.2 MeV. Ceci implique qu'en configuration de vol, pour un cristal traversé par un muon, seules les voies LEX8 pourraient indiquer de manière générale un signal de plus de quelques canaux ADC (~ 40 ADC) au-dessus de leur piédestal. Les voies HEX1, HEX8 et LEX1 ne pourraient donc être étudiées aisément. Pour cette raison, des gains particuliers sont appliqués aux voies HEX8 et HEX1 au niveau de l'amplificateur de charge (voir sous-section 2.5.2) de sorte que leur rapport à LEX8 devient 5 (HEX8) et 30 (HEX1) fois supérieur (rapport 64 et 562 normalement, voir tableau 2.2). Remarquons que dans cette configuration, les gains de ces voies ayant baissés, il en est de même pour l'amplitude de leur bruit. Il est maintenant pour les deux de l'ordre de 1 MeV. Les signaux « muons » sortent donc du bruit.

Deux types de déclenchement parmi ceux décrits dans la sous-section 1.4.4 s'appliquent ici. L'un est L1T, requérant que trois couches successives du trajectographe aient une piste touchée, et que ces pistes soient alignées. L'autre est CAL-LO, nécessitant un dépôt de plus de 100 MeV dans le calorimètre.

Les données auxquelles on s'intéresse ici sont prises de deux façon différentes. Un certain nombre s'effectuent sans suppression de zéro. Elles servent à mesurer les piédestaux des voies. Pour la plupart, la suppression de zéro est appliquée et seuls les signaux au-dessus de 1 MeV sont enregistrés. Dans les deux cas, les huit voies d'un barreau sélectionné sont mesurées. La suppression de zéro permet d'éviter l'enregistrement des 12288 voies du calorimètre en ne sélectionnant que les 100 ou 200 voies pour lesquelles le signal est au dessus de 1 MeV.

3.2.2 Simulation des données

La simulation du passage des muons dans le détecteur s'appuie sur le logiciel GEANT4. Elle utilise une description détaillée de la géométrie du détecteur¹. Les processus physiques modélisés sont diffusion multiple, production de paires, réactions nucléaires, bremsstrahlung et ionisation.

La simulation des mesures des dépôts d'énergie, bruit, atténuation, digitisation et autre, sera explicité en même temps que la calibration de ces différents effets. Elle se base en effet sur les diverses constantes de calibration qui seront mesurées. En conséquence, certains effets complexes, observables mais non-quantifiables dans le cadre de GLAST, ne sont pas explicitement modélisés. Il en est ainsi de la luminescence et la de propagation de la lumière dans le CsI. Pareillement, la chaîne électronique n'est que partiellement modélisée. Les effets « coupe bande » des diodes et amplificateurs sur le signal lumineux en entrée ne sont par exemple pas pris en compte. On tentera de démontrer que ces effets peuvent être ignorés.

3.2.3 Piédestaux

Avant de mesurer le gain ou l'atténuation, il faut supprimer le biais dans la gamme dynamique résultant des bruits issus les diodes et de l'électronique. Ces différentes sources de bruit sont décrites dans les sous-sections 2.5.1 et 2.5.2. Sur la figure 3.2, ce biais correspond au pic de gauche, le piédestal. S'il apparaît clairement lorsque le dépôt d'énergie dans le cristal est

¹aux différentes phases de sa construction bien que ceci n'ait pas d'incidence sur ce travail.

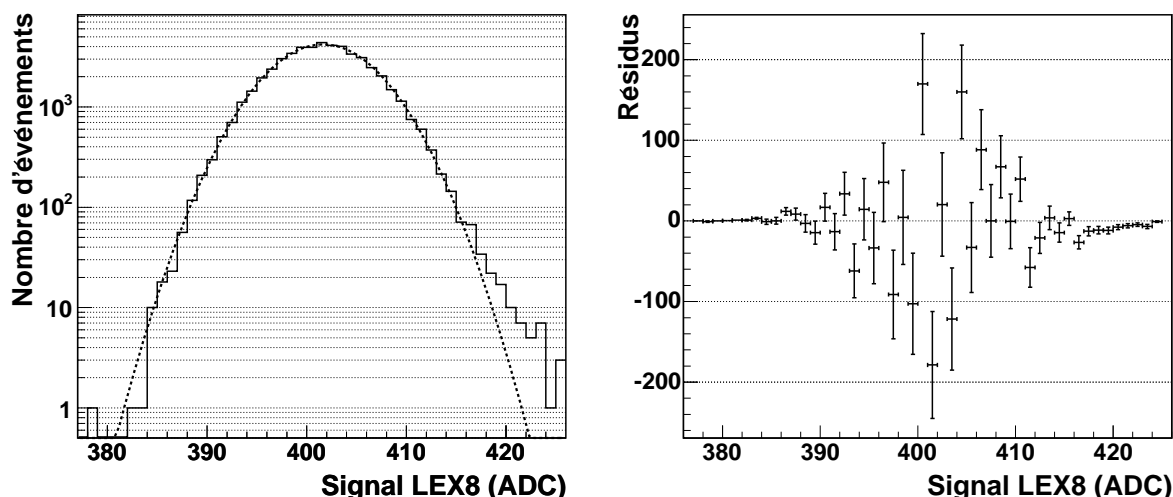


FIG. 3.11 – A gauche : piédestal d’une voie LEX8, soit son signal en ADC mesuré hors de la trajectoire reconstruite des muons. La courbe en pointillés indique la gaussienne ajustée à la distribution. A droite : résidu $r_i = y_i - f_i$ entre le piédestal et la gaussienne ajustée. L’erreur est alors $\sigma_i = \sqrt{y_i}$. On utilise ici une prise de donnée sans la suppression de zéro.

nul, il est toujours présent lors du passage d’une particule. Le piédestal introduit donc une incertitude dans les mesures.

La suppression de zéro a pour rôle de rejeter les voies sans signal autre que le piédestal. L’étude présente ne s’effectue donc que sur des données sans suppression de zéro.

Mesures

Les piédestaux sont caractérisés à l’aide d’une gaussienne. Les déclenchements utilisés (L1T et CAL-LO) impliquent toujours qu’un événement ait été détecté. On effectue pourtant les mesures de piédestal sans s’inquiéter de savoir si les cristaux sont sur ou bien proches de la trajectoire d’un muon. Une étude permet de vérifier que cela n’avait pas d’incidence sur les résultats. La figure 3.11 illustre la mesure d’un piédestal et indique les résidus entre la gaussienne ajustée et le piédestal, c’est-à-dire la différence $r_i = y_i - f_i$ où y_i est la distribution réelle, f_i est la gaussienne, à la valeur ADC i . Un ajustement réussi ($\chi^2/\text{ndf} \sim 1$) se caractérise par une dispersion uniforme des résidus autour de zéro. Ils permettent donc de visualiser où l’ajustement serait incorrect. On constate une très légère asymétrie des résidus qui sont systématiquement négatifs sur la queue droite de la distribution. Phosphorescence résiduelle ou autre, il n’y a pas d’interprétations pour un effet dont l’amplitude est tout à fait négligeable ($\ll 1^\circ/\infty$ des événements dans cette queue) et qui ne nécessite pas d’être inclus dans les effets instrumentaux simulés. La figure 3.12 rapporte les mesures effectuées pour les voies LEX8 d’un module calorimétrique. Le bruit dans ces voies a une largeur moyenne de $4 \text{ ADC} \sim 0.4 \text{ MeV}$.

Simulation

Les piédestaux sont simulés en ajoutant un bruit gaussien de moyenne et de largeur correspondant aux paramètres trouvés dans la calibration. Ce bruit est ajouté aux signaux, nuls ou non, indépendamment dans les deux diodes. Les bruits décorrélés entre les voies d’une même diode ne sont pas ajoutés. Le bruit électronique dans la simulation est donc corrélé entièrement entre les voies HEX8 et HEX1 ainsi que LEX8 et LEX1.

La distribution poissonnienne du nombre d’électrons créés par le signal lumineux dans la diode est pris en compte. L’amplitude de ce bruit dépend du nombre d’électron-trous créés.

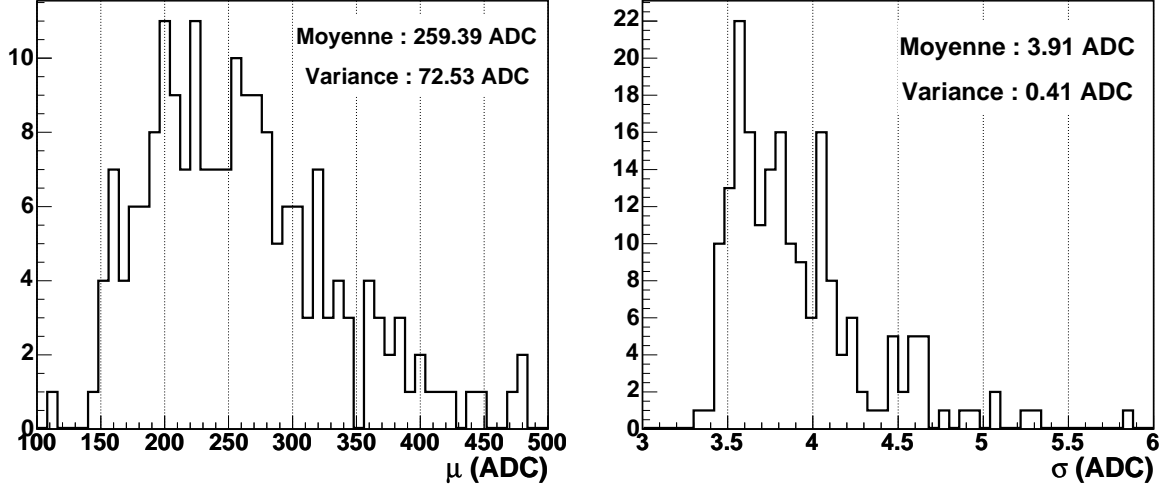


FIG. 3.12 – Mesures de pieds de la voie LEX8 pour un module calorimétrique. A gauche : moyenne de la gaussienne ajustée, a droite : variance de la gaussienne ajustée.

Celle-ci n'est pas calibrée individuellement pour chaque diode. La valeur globale utilisée est fournie par le fabricant.

Les divers manquements de la simulation ne devraient pas affecter les résultats finaux dans la mesure où les effets majeurs, non-linéarité, seuils, forme globale des pieds, sont correctement appliqués.

3.2.4 Conversion DAC \leftrightarrow ADC

La détermination des non-linéarités de digitisation (T_{Digi} dans l'équation 2.1a) s'effectue dans sa totalité par l'analyse de l'injection de charge². Des charges, dont l'amplitude est connue, sont injectées au niveau des diodes. On construit alors des cartes de conversion DAC \leftrightarrow ADC en associant à chaque amplitude sa valeur ADC moyenne. Il existe en fait quatre échelles ADC (LEX8, LEX1, HEX8, HEX1), et deux échelles DAC (LE, HE). Pour les sorties de la diode HE, on applique aux données deux conversions. La première est $\text{ADC}_{\text{HE}} \leftrightarrow \text{DAC}_{\text{HE}}$ et la seconde $\text{DAC}_{\text{HE}} \leftrightarrow \text{DAC}_{\text{LE}}$. On se ramène ainsi les quatre échelles ADC à une unique échelle DAC.

Les conversions ADC à DAC s'effectuent à l'aide de fonctions *splines* construites en utilisant les cartes précédentes. Elles permettent d'éliminer les non-linéarités dues à la chaîne électronique en aval de l'injection de charge dans le reste de la calibration. Remarquons que des non-linéarités intervenant en amont de l'injection de charge (T_{Ana} , $\frac{dL}{dE}$ et $\frac{dE}{dx}$) ne sont pas corrigées ici.

Dans la simulation, les non-linéarités DAC \leftrightarrow ADC sont modélisées utilisant les *splines* inverses à celles utilisées précédemment. De cette manière les non-linéarités sont parfaitement reproduites. Cela sera mis en évidence pour les non-linéarités de l'atténuation (T_{Prop}) suivant la position. Elles sont pareillement paramétrisées sous forme de cartes et réinjectées dans la simulation à l'aide de fonctions *splines*.

Par ailleurs, seul l'aspect algorithmique de la chaîne électronique est simulé. Les valeurs des seuils de déclenchement des shapers et de choix de la meilleure voie sont elles aussi mises aux niveaux adéquats.

²La calibration des seuils de déclenchements (voir sous-section 2.5.2) est faite aussi par injection de charge, mais ne sera pas décrite [97].

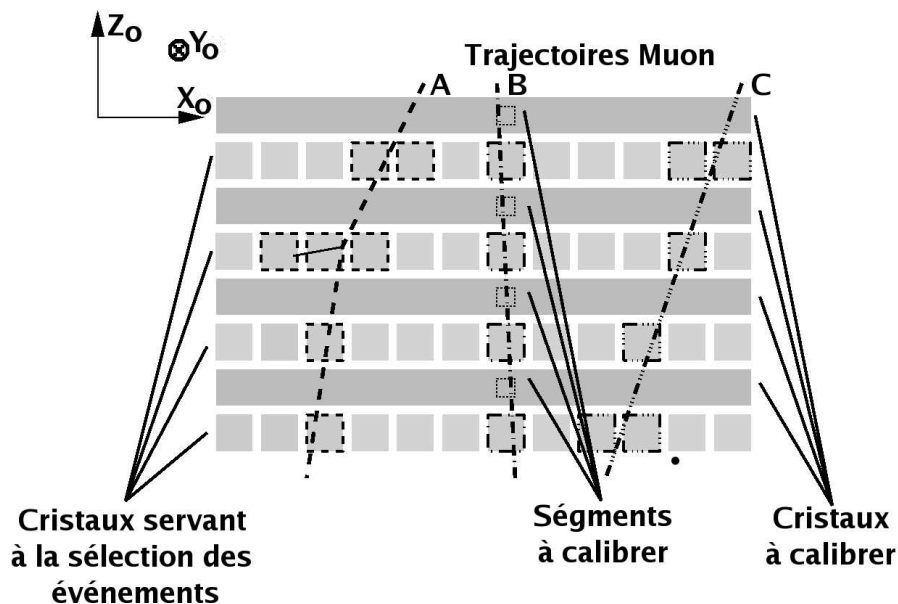


FIG. 3.13 – Exemples de sélection d'événements muons. Sont représentés les huit couches d'un module calorimétrique. Trois événements muons sont indiqués avec leur trace et leur barreaux impairs touchés. Le muon A provoque un rayon δ dans la couche 3. Trois barreaux sont touchés dans cette couche et l'événement est rejeté. Les événements B et C sont acceptés. Pour ce dernier, les barreaux des couches impaires ne passent pas les critères de qualité.

3.2.5 Sélection des événements

Plusieurs sélections furent essayées et comparées entre elles avant d'aboutir à l'analyse retenue par la collaboration. Celle-ci n'utilise pas le trajectographe. Elle détermine pour chaque événement sélectionné deux listes de barreaux pour la calibration de l'atténuation ou du gain. Bien que le LAT soit maintenant entièrement assemblé, elle continue à s'effectuer pour chaque tour indépendamment.

Pour la calibration de l'atténuation et des gains, on sélectionne des événements dont la trajectoire est reconstruite avec précision. Les muons ionisants se propagent classiquement en ligne droite mais peuvent être déviés de plusieurs degrés par diffusion multiple. La capacité hodoscopique du calorimètre permet de sélectionner les événements et reconstruire leur trajectoire.

Les barreaux d'un module calorimétrique sont disposés en huit couches de douze barreaux (voir figure 3.13), numérotées de 0, en haut, à 7, en bas. Les barreaux sont disposés alternativement selon les axes \mathbf{X}_0 et \mathbf{Y}_0 avec la couche supérieure selon l'axe \mathbf{X}_0 . On distinguera donc les barreaux des couches paires des barreaux des couches impaires. Les barreaux d'une parité donnée sont donc disposés en douze colonnes de quatre. On associe à chaque parité un plan vertical défini par l'axe vertical des colonnes et l'axe longitudinal de ses barreaux. La direction des trajectoires est caractérisée par la projection α_i ($i = P$ ou N) de l'angle d'incidence dans un tel plan.

Le processus de sélection constitue pour chaque événement une liste de barreaux touchés par parité de couche. A chaque liste est attribué un marqueur binaire de qualité : un certain nombre de critères la marque comme « accepté » ou « rejeté » indépendamment de sa conjointe. L'utilisation de ce marqueur diffère entre les méthodes de calibration pour l'atténuation et les gains. Commençons par énumérer les critères généraux :

1. Les barreaux considérés appartiennent tous à la tour à calibrer.

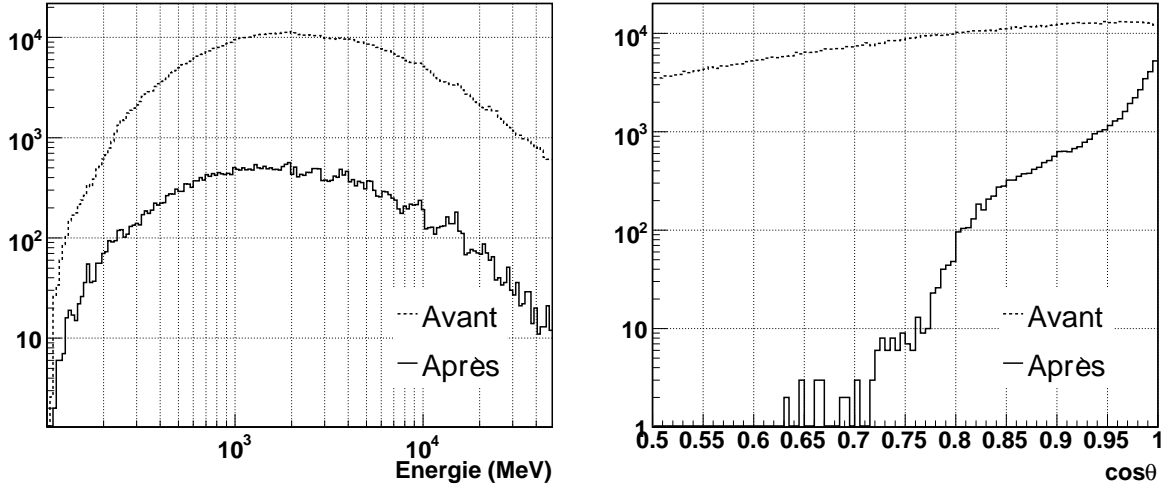


FIG. 3.14 – Spectre et direction des muons sélectionnés par rapport au spectre initial. La sélection tend à rejeter les muons à haute énergie. Leur inclinaison est aussi fortement contrainte.

2. Un barreau est touché si à chaque extrémité le signal LEX8 dépasse la valeur moyenne du piédestal d'au moins trois fois sa largeur : $\tilde{U}_{LEX8} > 3\sigma_{LEX8}$.
3. L'événement est rejeté s'il existe une couche avec plus de deux barreaux touchés. Le cas A dans la figure 3.13 est rejeté pour cette raison.
4. L'événement est rejeté si ses deux listes sont marquées comme mauvaises.

Considérons maintenant les critères du marqueur de qualité :

5. Les quatre couches selon cette parité sont toutes touchées.
6. Seule une colonne selon cette parité est touchée, soit un seul barreau par couche de la parité considérée. Seul le cas B de la figure 3.13 passe ce critère.
7. Cette colonne n'est pas sur les bords. Il ne s'agit ni de la première, ni de la douzième. La calibration se fait donc avec dix colonnes au lieu de douze. Le cas C de la figure 3.13 ne répond pas à ce critère dans la couche 1.
8. Au moins deux couches de parité opposée sont touchées.

Les critères 5 et 6 permettent de connaître la trajectoire du muon. En effet, le critère 6 impose pour une parité donnée que le muon traverse de part en part ses quatre barreaux touchés. Ceci impose des limites sur la position longitudinale et l'angle α_i de la parité opposée. Ainsi l'incertitude sur la position longitudinale est de $\frac{L_B}{2}$, où L_B est la largeur d'un barreau. Celle sur α_i est de 11° . Enfin le critère 7 évite de prendre en compte les muons passant trop près des diodes qui dans ce cas sont illuminées directement avec une intensité corrélée à la position transversale dans le barreau. La corrélation entre position longitudinale et asymétrie des signaux disparaît donc.

La figure 3.14 indique le spectre des muons après sélection. En particulier, les critères sur le nombre de cristaux touchés a pour effet de rejeter proportionnellement plus d'événements de haute énergie ($> 4 \text{ GeV}$) que d'événements de basse énergie. Seuls 6% des événements qui déclenchent sont ensuite utilisés par la calibration.

D'autres types de sélections furent essayées, requérant par exemple huit barreaux touchés très exactement, ou bien utilisant le trajectographe pour déterminer la trajectoire. La première n'apportait rien de plus tandis que l'autre s'est révélée inefficace car imposant moins de contraintes sur les trajectoires dans le calorimètre. En particulier la diffusion multiple n'y est plus estimée. Une contrainte forte sur la diffusion est alors d'imposer une adéquation entre

les estimations des positions dans les dernières couches selon trajectographe et le calorimètre. Celle-ci n'a pas amélioré les résultats dans les limites de la statistique disponible.

3.3 Atténuation et calibration des mesures de position

L'atténuation du signal dépend du degré de dépolissage effectué sur les côtés du cristal, une manœuvre qui ne donne pas des résultats uniformes. L'atténuation est caractérisée en fonction de la position dans le cristal par (voir sous-section 2.4.2 et équation 2.7) :

$$\delta_l(x) = \log \frac{\tilde{U}_P}{\tilde{U}_N}(x) \quad (3.7)$$

Cette valeur permet de déterminer la position de l'événement dans le cristal en fonction de signaux aux bouts des cristaux. Réinjectée dans la simulation, elle permet alors de reproduire les non-linéarités de production et de propagation de la lumière suivant la position.

Les imperfections du cristal impliquent des rendements lumineux différents suivant la position du dépôt d'énergie, ceci tant du fait de la propagation (T_{Prop}) que des processus de luminescence ($\frac{dL}{dE}$). La calibration détermine donc l'asymétrie en fonction de la position longitudinale. La reconstruction peut alors prendre en compte ces non-linéarités en utilisant les cartes $x \leftrightarrow \delta_l$, tout comme ce qui est fait pour la conversion DAC \leftrightarrow ADC. Une cartographie est nécessaire pour chaque combinaison de diodes possible : LE-HE, HE-LE, LE-LE ou HE-HE.

Les cartes $x \leftrightarrow \delta_l$ ne sont pas définies à moins 27 mm des extrémités (critère 7). A ce niveau, l'asymétrie dépend de façon prononcée de la position transversale de la trajectoire dans le cristal. Les courbes *splines* utilisées pour la reconstruction utilisent alors une extrapolation linéaire.

Des essais menés par le NRL ont montré que l'incertitude sur le positionnement est de l'ordre de 3 mm pour des muons ou des ions. Le positionnement des événements γ est différent dans la mesure où les gerbes qu'ils créent ont extension transverse à leur trajectoire (voir section 4.1). Cette incertitude n'est alors plus valable.

3.3.1 Mesures

La calibration s'effectue en accumulant les événements dans un histogramme à deux dimensions. L'abscisse correspond à la position longitudinale dans le barreau, connue à $\pm \frac{1}{2}L_B$. On compte alors 10 divisions large de L_B . L'ordonnée indique les valeurs de δ_l . Pour remplir l'histogramme, la sélection se fait sur les couches alignées selon l'axe transversal au barreau considéré (voir figure 3.15). En d'autres mots, ce sont les couches de parité opposée à celle du barreau qui doivent valider les critères de sélection (voir sous-section 3.2.5). On obtient alors la position longitudinale de la trajectoire dans le barreau.

La figure 3.16 montre un tel histogramme. Il y a ici 12 divisions en x , de largeur L_B . Ceci illustre les résultats sur toute la longueur du barreau. L'histogramme est repris partiellement sur la figure 3.17 sous forme de distributions δ_l , chacune pour une division en x différente.

Une fois l'histogramme constitué, on estime la valeur δ_l la plus probable pour chacune des dix positions de l'abscisse (douze sur la figure 3.16). Une procédure d'optimisation de l'intervalle de mesure est appliquée : la moyenne $\langle \delta_l \rangle$ et la largeur σ_{δ_l} sont calculées quatre fois de suite sur un intervalle à chaque fois optimisé $\delta_l \in [\langle \delta_l \rangle - 3\sigma_{\delta_l}, \langle \delta_l \rangle + 3\sigma_{\delta_l}]$. Les dernières estimations sont répertoriées et permettront la mesure des positions longitudinales. Elles sont indiquées sur les figures 3.18 et 3.19 pour $\langle \delta_l \rangle$ et σ_{δ_l} respectivement. Cette procédure permet une estimation de $\langle \delta_l \rangle$ même pour des statistiques faibles de l'ordre de 150 événements par distributions δ_l . L'estimation est d'autant moins biaisée que les distributions

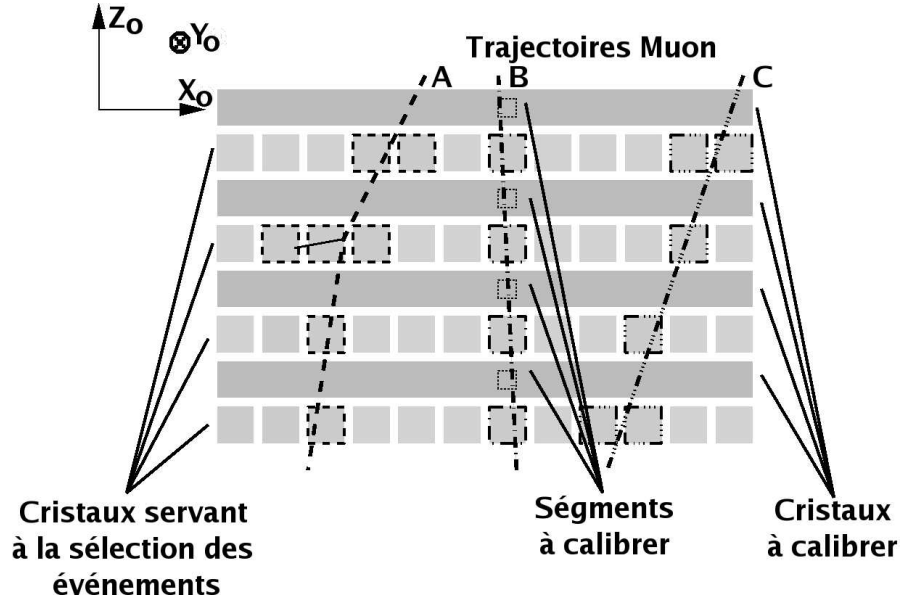


FIG. 3.15 – Exemples de sélection pour la calibration des mesures de position. L'événement B est le seul passant les critères de sélection. Il est sélectionné par rapport aux couches impaires, mais participe à la calibration de segments des couches paires. Les segments (des couches paires) à calibrer sont déterminés avec précision ($\pm \frac{1}{2}L_B$) car seuls les quatre cristaux d'une colonne sont touchés dans les couches impaires.

δ_l sont symétriques par rapport à leur MPV. Dans le cas d'une symétrie parfaite, moyenne $\langle \delta_l \rangle$ et MPV sont une même et seule chose. Ici, on s'attend à ce que la distribution, qui ne dépend pas de l'énergie déposée, se rapproche d'une gaussienne. C'est ce qui est illustré sur la figure 3.17. Dans le cadre de cette analyse, des statistiques plus importantes sont utilisées (~ 1500 événements par distributions δ_l). L'ajustement d'une gaussienne à chaque distribution permet de vérifier l'exactitude de la procédure. Les estimations de μ et σ par ajustement sont aussi indiquées sur les figures 3.18 et 3.19.

3.3.2 Simulation

La reconstruction de la position se fait par l'utilisation des *splines* des logarithmes des rapports des signaux entre les deux extrémités (équation 3.7). Pour reproduire tous les phénomènes d'atténuation ayant pu être calibrés, la simulation utilise les *splines* inverses, associant à une position x l'asymétrie $\delta_l(x)$. On pose alors :

$$\begin{aligned}\tilde{U}_P(x) &= \sum_i E_{\text{dep}}^i e^{\frac{1}{2}\delta_l(x_i)} \\ \tilde{U}_N(x) &= \sum_i E_{\text{dep}}^i e^{-\frac{1}{2}\delta_l(x_i)}\end{aligned}\tag{3.8}$$

la somme s'effectuant sur les particules traversant le cristal considéré. La valeur E_{dep}^i correspond à l'énergie déposée, convertie en DAC, par une particule $i^{\text{ème}}$ dont la position longitudinale moyenne est x_i . le facteur $\frac{1}{2}$ devant l'asymétrie est arbitraire dans la mesure où il ne peut pas être mesuré. Il disparaît par simplification dans l'équations Eq. 2.7.

La figure 3.20 compare les distributions δ_l pour différentes positions longitudinales x , ceci pour les données muons réelles et simulées (respectivement dénommées LAT et MC). On constate que la simulation reproduit mal les mesures effectuées aux extrémités des cristaux, ce

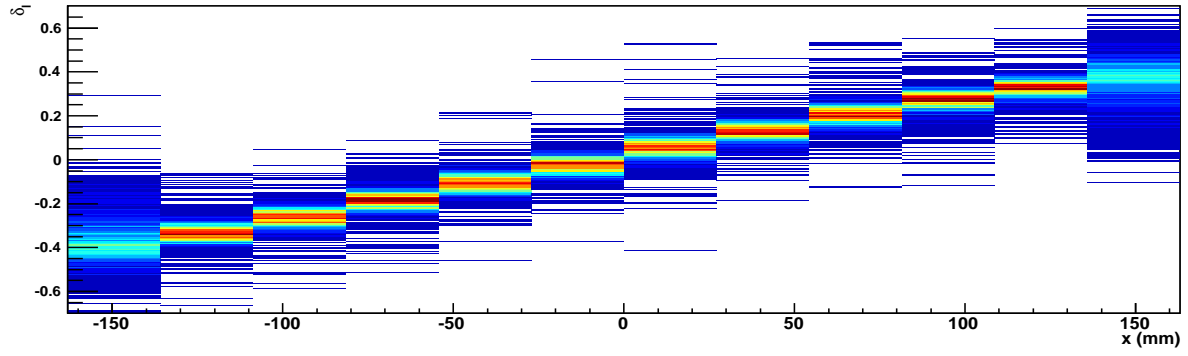


FIG. 3.16 – δ_l par rapport à x , avec 12 divisions en x de largeur L_B . $x = 0$ indique le centre du cristal. Les distributions δ_l pour $x = \pm 150$ mm ne sont pas utilisées par la calibration.

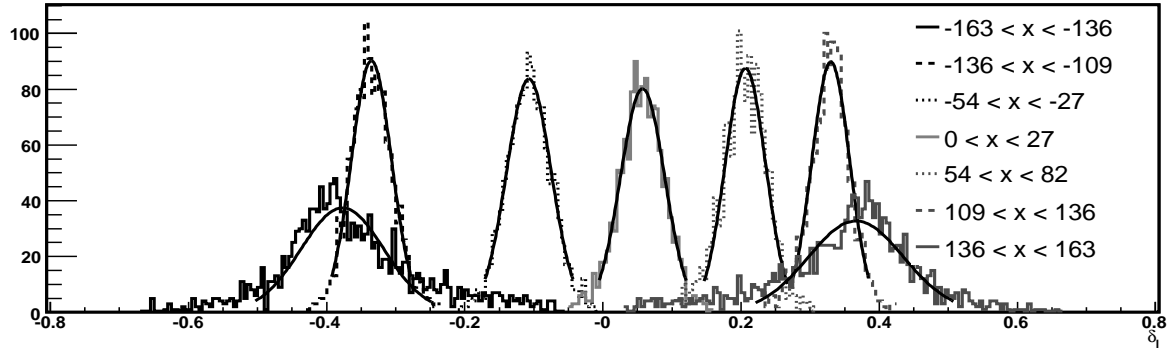


FIG. 3.17 – δ_l pour diverses valeurs de x . Ces distributions sont des projections de la figure 3.16 pour une division en x chacune. Une gaussienne est ajustée sur chacune. Les distributions pour $x \pm 150$ mm sont clairement affectés par l'effet d'illumination directe.

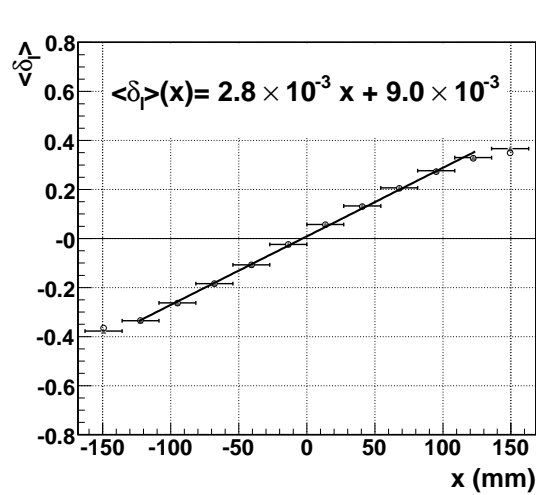


FIG. 3.18 – $\langle \delta_l \rangle$ en fonction de x . Les cercles indiquent les estimations faites par optimisation d'intervalle, indistinguables de celles par ajustement d'une gaussienne.

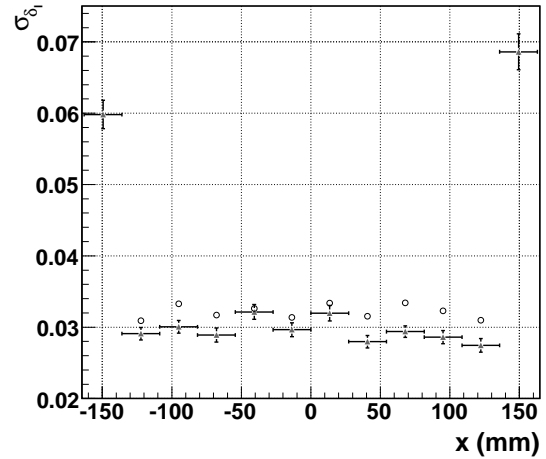


FIG. 3.19 – σ_{δ_l} en fonction de x . Les cercles indiquent les estimations faites par optimisation d'intervalle, les triangles celles par ajustement d'une gaussienne. Les barres verticales correspondent aux erreurs de l'ajustement sur ce paramètre.

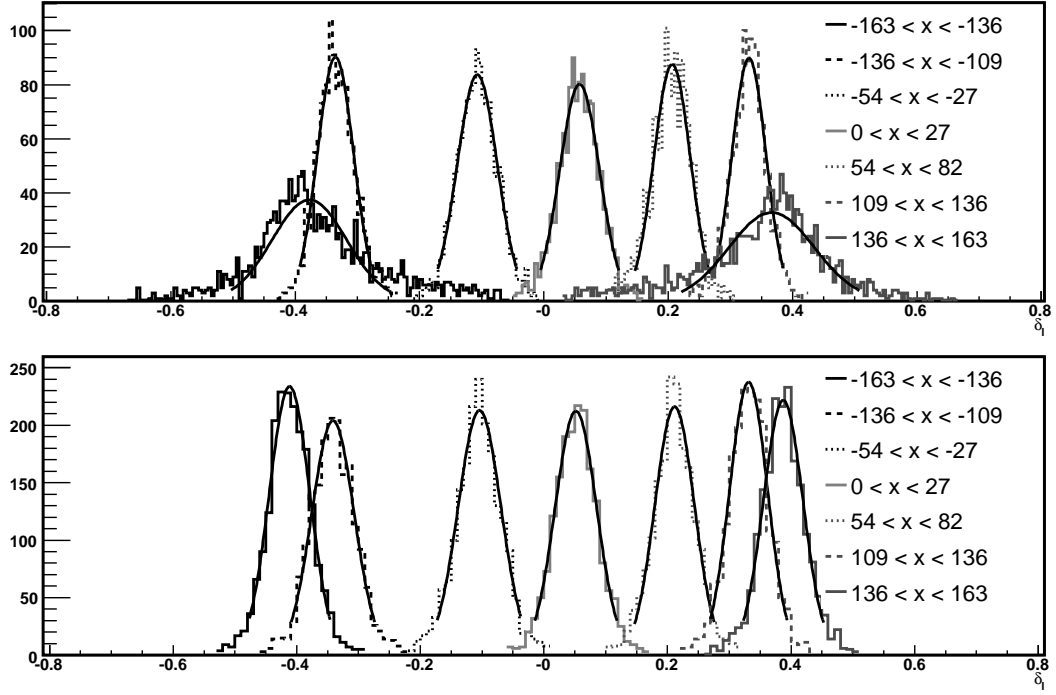


FIG. 3.20 – δ_l par rapport à x , en haut pour les données du LAT, en bas pour sa simulation. Les effets d'illumination directe en $x \sim \pm 150$ mm ne sont pas pris en compte.

qui nécessiterait de prendre en compte l'illumination directe des diodes. L'importance de cet effet dans le calcul de la position des gerbes reste à déterminer.

La figure 3.21 compare la corrélation entre les deux jeux de données pour les valeurs $\langle \delta_l \rangle$ ainsi que σ_{δ_l} , résultats de l'ajustement à une gaussienne des distributions $\delta_l(x)$. La figure 3.22 présente leur erreur relative, où l'indice ^{LAT} indique les résultats sur les mesures et l'indice ^{MC} ceux sur la simulation :

$$\kappa = \frac{\langle \delta_l \rangle^{\text{LAT}} - \langle \delta_l \rangle^{\text{MC}}}{\langle \delta_l \rangle^{\text{LAT}}} \quad (3.9a)$$

$$\zeta = \frac{\sigma_{\delta_l}^{\text{LAT}} - \sigma_{\delta_l}^{\text{MC}}}{\sigma_{\delta_l}^{\text{LAT}}} \quad (3.9b)$$

Les effets d'illumination directe sont exclus, les valeurs aux extrémités des cristaux n'étant pas prises en compte. On constate que le MPV des ajustements gaussiens est précisément reproduit par la simulation (L'erreur sur ce terme est de 4% selon la gaussienne ajustée à l'erreur relative). Il n'en est pas de même des largeurs. Celles-ci sont fonction de la taille des barreaux et des imprécisions dans les mesures de calibration. Les valeurs σ_{MC} sont systématiquement 10% plus larges que les valeurs obtenues à partir des mesures. On peut sans doute incriminer la simulation des processus physiques à défaut d'un coupable plus évident. La distribution de l'erreur relative est aussi plus large (6%), mais compatible avec les erreurs sur ce paramètre ($\sim 4\%$) dans l'ajustement des gaussiennes aux distributions $\delta_l(x)$.

3.4 Gain

On aborde maintenant la détermination des gains des voies du calorimètre à partir des distributions en énergie des muons cosmiques en utilisant les formes fonctionnelles présentées

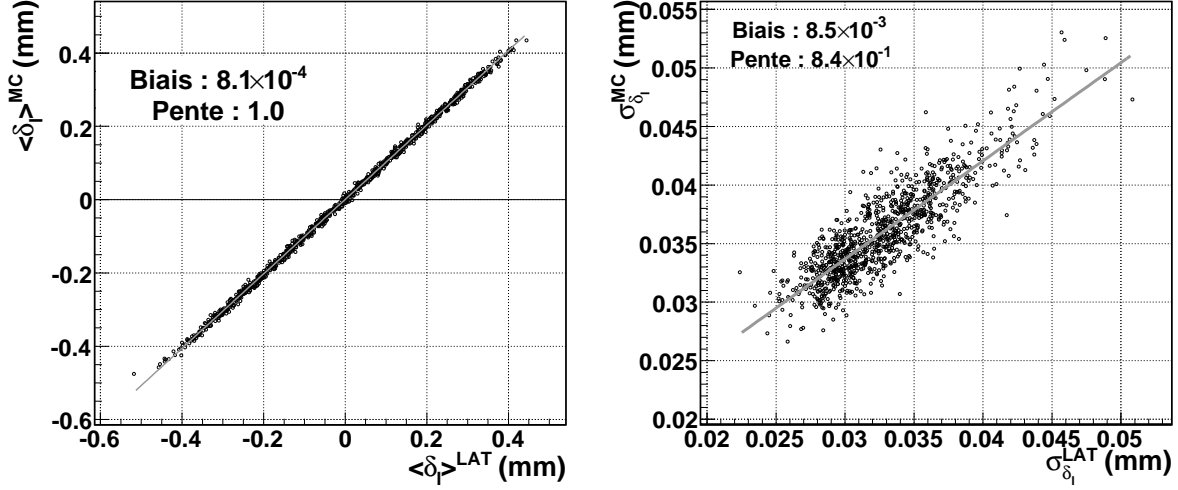


FIG. 3.21 – Valeurs $\langle \delta_l \rangle$ (à gauche) et σ_{δ_l} (à droite) des distributions $\delta_l(x)$, en abscisse pour les données expérimentales, en ordonnée pour les données simulées, avec leur ajustement à une droite. Les distributions $\delta_l(x)$ centrées en $x = \pm 150$ mm sont exclues.

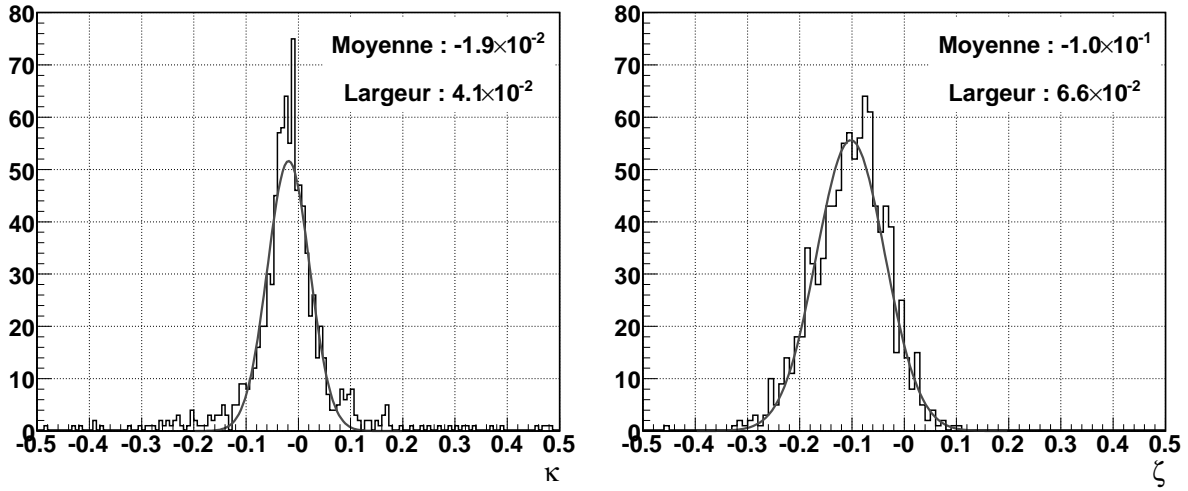


FIG. 3.22 – Erreurs relatives sur $\langle \delta_l \rangle$ (à gauche) et σ_{δ_l} (à droite) avec leur ajustement à une gaussienne. Les valeurs σ_{δ_l} sont clairement biaisés.

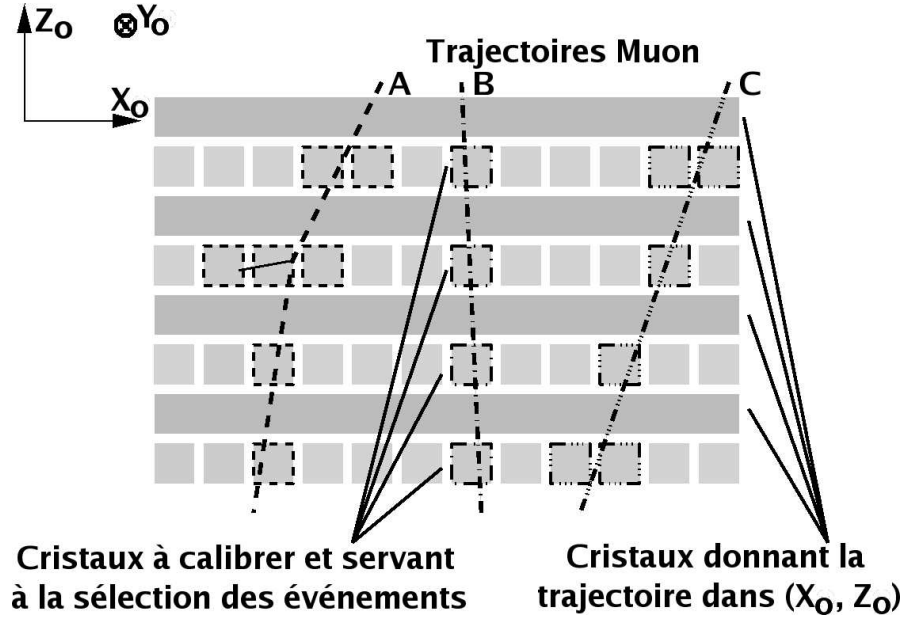


FIG. 3.23 – Exemples de sélection pour la calibration des gains. L'événement B est le seul passant les critères de sélection, ceci pour les couches impaires. L'événement participe à la calibration de ces mêmes couches. Les couches paires permettent par contre de déterminer avec précision la trajectoire dans le plan (Y_0, Z_0) . La trajectoire dans le plan de la figure est elle connue car seuls les quatre cristaux d'une colonne sont touchés pour les couches impaires.

en section 3.1.2. Etant donnée la faible gamme d'énergie accessible avec les muons (signal entre 5 et 30 MeV), on ne peut, à l'aide d'eux seuls, déterminer une carte $DAC \leftrightarrow \text{MeV}$. Ainsi, les voies LEX8 digitisent les dépôts d'énergie des muons sélectionnés sur une gamme de [10 DAC, 70 DAC] alors que la gamme totale s'étend de 0 à 3500 DAC. Cette gamme est encore plus réduite pour les autres voies, malgré l'application des gains « muons ». On procédera pour celles-ci à une inter-calibration avec LEX8.

3.4.1 Mesures

Voies LEX8

La calibration des gains se fait en ajustant une fonction de Landau à un histogramme des dépôts d'énergie pour les voies LEX8 de chaque cristal. Une simulation Monte-Carlo de l'instrument permet ensuite d'établir la valeur du paramètre MPV de la fonction de Landau en MeV. La détermination des gains se fait en comparant les MPV pour la simulation et les données véritables. La mesure des dépôts d'énergie utilise les deux voies de chaque cristal (voir équation 2.6). Il y a donc un histogramme et une mesure de gain par cristal.

Le dépôt moyen d'énergie dans le cristal est proportionnel à la longueur de la trajectoire dans celui-ci. Il est donc important de corriger pour les différences entre ces longueurs pour chaque trajectoire. Pour ce faire les critères de sélections doivent être validés par les quatre barreaux d'une même colonne. On a alors (voir figure 3.23) :

1. Ces quatre barreaux sont touchés. Eux seuls le sont dans les couches leur correspondant. Alors :
 - La trajectoire dans le plan transversal à ces couches fait un angle inférieur à 11° avec la verticale.
 - Les barreaux sont traversés sur toute leur hauteur, sinon l'un de leurs voisins sur la

même couche serait touché (critères 5 et 6). Cette affirmation n'est pas parfaitement exacte pour les couches extrêmes (0 et 6 ou 1 et 7) comme il sera vu.

2. La trajectoire dans le plan vertical longitudinal est déterminée grâce à l'atténuation dans les barreaux des couches de parité opposée. Le critère 8 assure qu'il existe au moins deux points pour déterminer la trajectoire.
3. Si l'angle d'incidence projeté sur le plan vertical longitudinal dépasse 45° , l'événement est rejeté. On limite ainsi la longueur maximale de cristal traversé. La forme de la distribution des dépôts d'énergie est en effet fonction de cette longueur.

La longueur de la trajectoire dans les barreaux sélectionnés est alors $L_H / \cos \theta$, où L_H est la hauteur du cristal et θ l'angle d'incidence de la trajectoire. L'incertitude totale sur l'angle d'incidence (non projeté) de la trajectoire est inférieure à 11° .

On construit alors les histogrammes en suivant les étapes suivantes :

1. Sélection d'un événement et détermination de sa trajectoire. La longueur traversée dans chaque barreau sélectionné est $L_H / \cos \theta$.
2. Détermination des mesures, avec soustraction des piédestaux et correction des non-linéarités électroniques, converties en échelles DAC \tilde{U}_P et \tilde{U}_N .
3. Ajout à l'histogramme de la moyenne géométrique corrigée θ , soit la valeur $\sqrt{\tilde{U}_P \tilde{U}_N} \cos \theta$. Cette valeur correspond au dépôt d'énergie dans le cristal pour un muon à incidence verticale (voir équation 2.6).

Une fois l'histogramme constitué, une fonction de Landau lui est ajustée. Le gain correspond au rapport $\frac{\mu_L}{11.2 \text{ MeV}}$ du MPV obtenu sur celui attendu selon la simulation.

La figure 3.24 montre un exemple d'histogramme avec la fonction de Landau correspondante ainsi que les résidus pour chaque division. Le χ^2/ndf (ndf : nombre de degrés de liberté) de cet ajustement est de l'ordre de 4.2. L'ajustement n'est donc pas de bonne facture. En particulier, les résidus indiquent que l'ajustement est incorrect au niveau du pic. Or c'est le MPV de la distribution que l'on tente d'identifier. L'écart entre le MPV de la fonction de Landau et la distribution est de l'ordre de 7 à 10%. A priori on s'attend donc à sous-estimer le gain au pire de 10%. Malgré cela, c'est cet ajustement qui est utilisé par la calibration officielle.

Mesures des gains relatifs.

La gamme DAC digitisée par les voies LEX1, HEX8 et HEX1 est trop faible pour permettre de créer des histogrammes comme pour la voie LEX8. La largeur des distributions est en effet trop faible, de l'ordre de quelques DAC et un ajustement par une fonction de Landau (ou autre) est imprécis. On cherche donc à calibrer ces voies relativement à LEX8. En fait seul HEX8 a un gain suffisamment important pour cela (et uniquement pour des prises de données en gain « muon »). Les gains des voies LEX1 et HEX1 sont donc estimés comme la fraction $\frac{1}{8}$ des gains des voies LEX8 et HEX8 respectivement.

Pour déterminer le gain relatif, on construit un profil des mesures d'énergie déposée, corrigés de l'angle d'incidence, de la voie HEX8 par rapport à la voie LEX8. Les événements sélectionnés sont les mêmes que pour la mesure de gains absolus. Cette distribution associera donc à chaque valeur DAC LEX8 la moyenne des valeurs DAC HEX8. Un exemple de profil est montré sur la figure 3.25. A ce profil est ajustée une droite dont la pente donne le gain relatif.

3.4.2 Comparaison entre gains simulés et expérimentaux

La figure 3.26 superpose un histogramme des dépôts d'énergie mesurés par les voies LEX8 d'un cristal pour des données expérimentales et simulées (La simulation faisant usage des

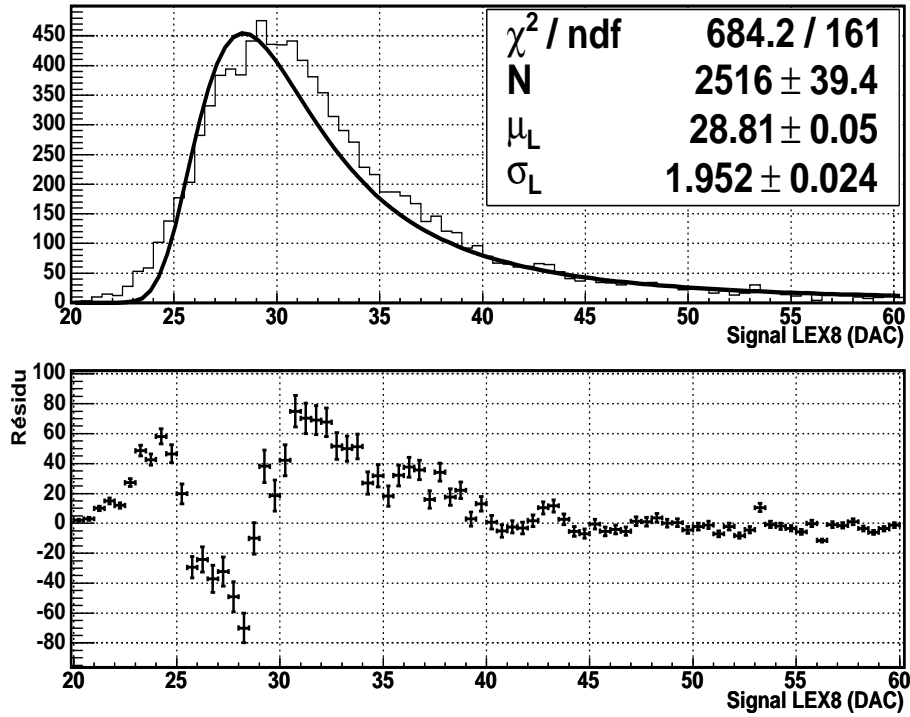


FIG. 3.24 – En haut, la distribution des dépôts d'énergie mesurés par les voies LEX8 d'un barreau. Une fonction de Landau lui est ajustée et les paramètres rapportés au tableau adjoint à la figure. En bas, le résidu de l'ajustement. Les barres verticales indiquent l'erreur statistique dans cette division. Le MPV de la fonction de Landau et de la distribution ne correspondent visiblement pas.

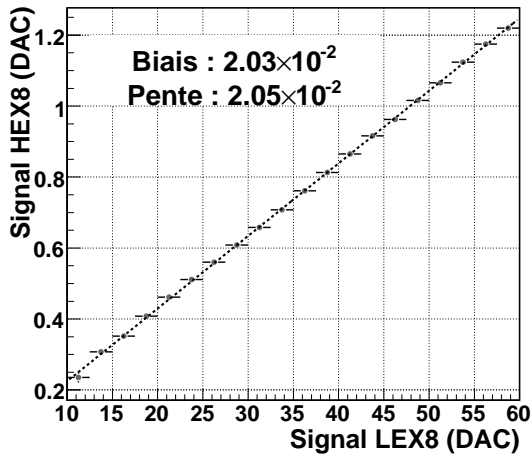


FIG. 3.25 – Gain relatif de la voie HEX8 par rapport à la voie LEX8. Les points indiquent la valeur moyenne des signaux HEX8 relevés pour un signal LEX8 de valeur donné. La pente de la droite indique le rapport des gains.

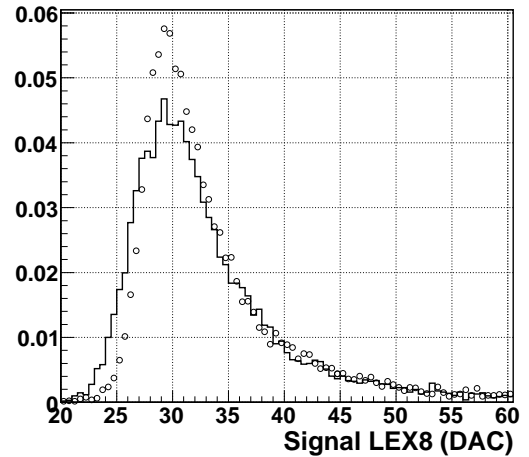


FIG. 3.26 – Gains pour les données expérimentales (trait plein) et simulées (cercles) à la fois. Les distributions sont normalisées pour une meilleure visualisation. Les données simulées ne reproduisent pas la forme des distributions expérimentales.

paramètres calibrés). L'histogramme obtenu par simulation ne peut se superposer à celui obtenu expérimentalement, même en procédant à une homothétie sur l'axe \mathbf{X}_0 , c'est-à-dire en changeant le gain. La distribution expérimentale est trop large par rapport à l'autre. Pour étudier cela, on cherche en premier lieu à trouver une forme fonctionnelle en adéquation avec celle des distributions expérimentales.

Définition des formes fonctionnelles et comparaisons

La fonction de Landau ne détermine pas correctement le MPV ou la largeur des distributions expérimentales (voir figure 3.24). On cherche d'autres formes fonctionnelles plus aptes à décrire ces données. On s'attache ici à les comparer entre elles.

La définition des gains grâce aux prises de données sur les muons cosmiques ou les protons (en accélérateur) est encore sujet à discussion. Le problème réside dans la forme des distributions d'énergie issues des données expérimentales. Les fonctions présentées précédemment sont ici utilisées pour ajuster les données expérimentales (figure 3.27) et simulées (figure 3.29). Les résidus de ces ajustements sont montrés respectivement sur les figures 3.28 et 3.30. On utilisera les notations r_i , e_i , $\zeta_i = \left| \frac{r_i}{e_i} \right|$ pour indiquer la valeur en i d'un résidu, de son erreur statistique et du rapport des deux. Enfin, pour les données expérimentales, les distributions des rapports χ^2/ndf pour chaque fonction sont montrées sur la figure 3.31 pour tous les gains d'un module calorimétrique. Ces fonctions sont paramétrisées selon des termes au sens géométrique plus évident. A chaque fonction s'ajoute un dernier paramètre N , pour normalisation, laissé libre, dont la valeur dépend du nombre d'événements peuplant la distribution :

- **La fonction de Landau** : Elle est paramétrable à l'aide de μ_L et σ_L , respectivement MPV et largeur de la fonction. Cette fonction estime le gain comme étant le rapport $G_L = \frac{\mu_L}{11.2 \text{ MeV}}$.

Cette forme fonctionnelle est la moins capable de s'ajuster aux données expérimentales. On trouve en effet $\chi^2/\text{ndf} \gtrsim 4$. Le MPV de la fonction de Landau a tendance à se placer en amont du MPV de la distribution expérimentale ($\mu_L < \text{MPV}_{\text{LAT}}$). La fonction est aussi moins large à sa base, les résidus en amont et en aval de μ_L étant alors positifs. Les écarts ζ_i au niveau où les résidus sont les plus importants sont significatifs (> 5). Les distributions simulées sont mieux ajustées. Si les résidus en amont sont aussi importants, ceux en aval le sont beaucoup moins, avec des écarts $\zeta_i < 2$. On note malgré tout une sous-estimation au niveau de μ_L avec un écart de l'ordre de 3.

- **La fonction Vavilov** : Elle est paramétrable à l'aide de μ_V , σ_V et κ . On fixe $\beta^2 = 1$, l'énergie la plus probable d'un muon étant 4 GeV (voir sous-section 3.1.1). La fonction a donc trois paramètres libres. Cette fonction estime le gain comme étant le rapport $G_V = \frac{\mu_V}{11.2 \text{ MeV}}$.

Cette forme fonctionnelle s'ajuste plus correctement aux données expérimentales, avec un χ^2/μ_{ndf} entre 2 et 5. Cette fonction a malgré tout tendance à sous-évaluer son MPV. Ainsi les résidus sont négatifs au niveau de μ_V puis positifs en aval. Les écarts sont moins significatifs qu'auparavant ($\zeta_i < 3$). Les distributions simulées ne présentent par contre pas de résidus significatifs si ce n'est autour de $x = 25 \text{ DAC}$ comme pour toutes les autres.

- **La fonction GKL** : Elle utilise deux paramètres libres. On définit le paramètre gain G_{GKL} tel que les paramètres de la fonction de Landau intégrée, MPV et largeur, soient fixés respectivement à $G_{\text{GKL}} \times 11.2 \text{ MeV}$ et $G_{\text{GKL}} \times 0.66 \text{ MeV}$. Ces valeurs 11.2 MeV et 0.66 MeV correspondent aux paramètres d'une fonction de Landau ajustée à la distribution

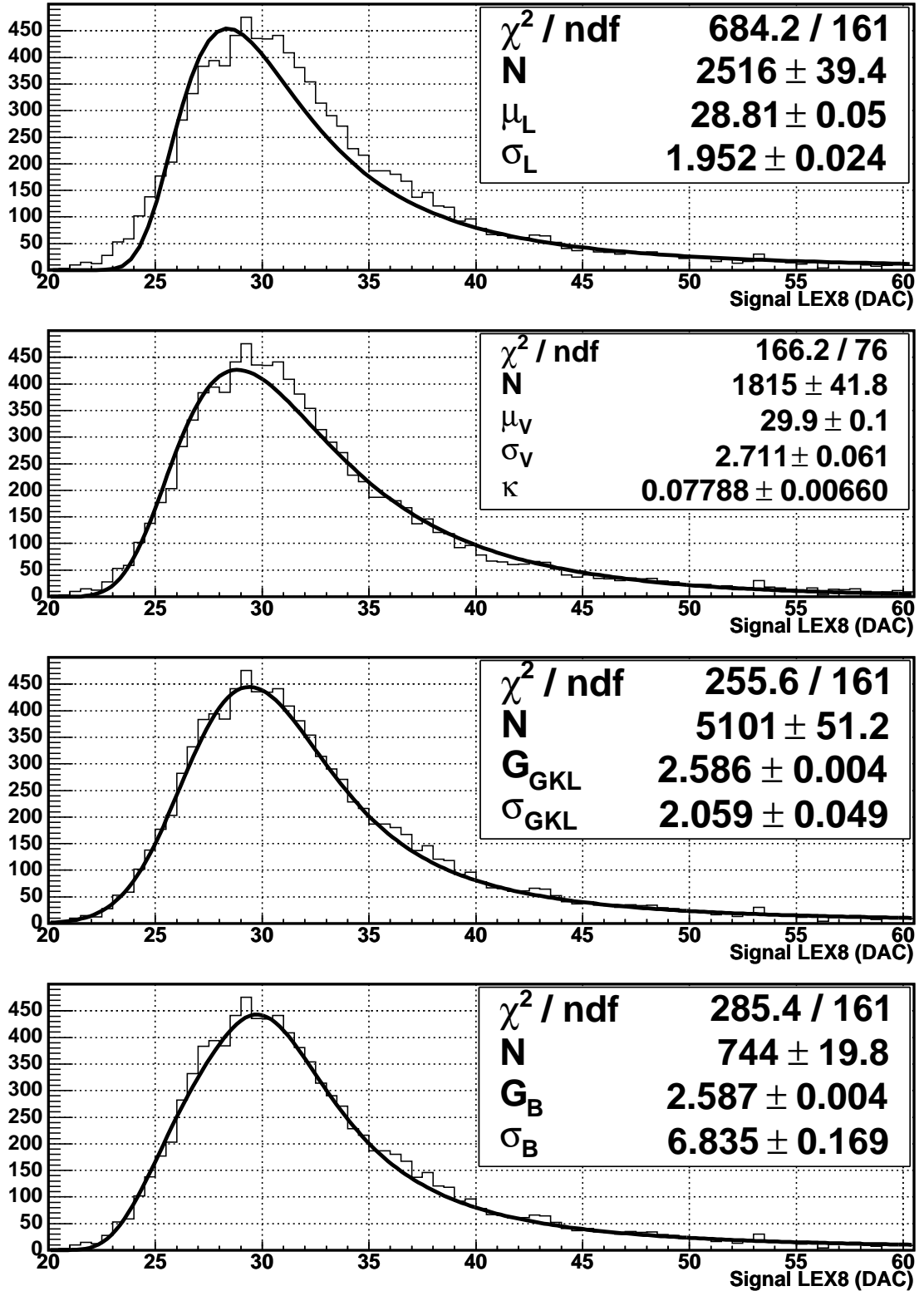


FIG. 3.27 – Distribution des dépôts d'énergie dans un cristal pour les données expérimentales, auquel sont ajustées, de haut en bas, une fonction de Landau, une Vavilov, une GKL, et une fonction B.

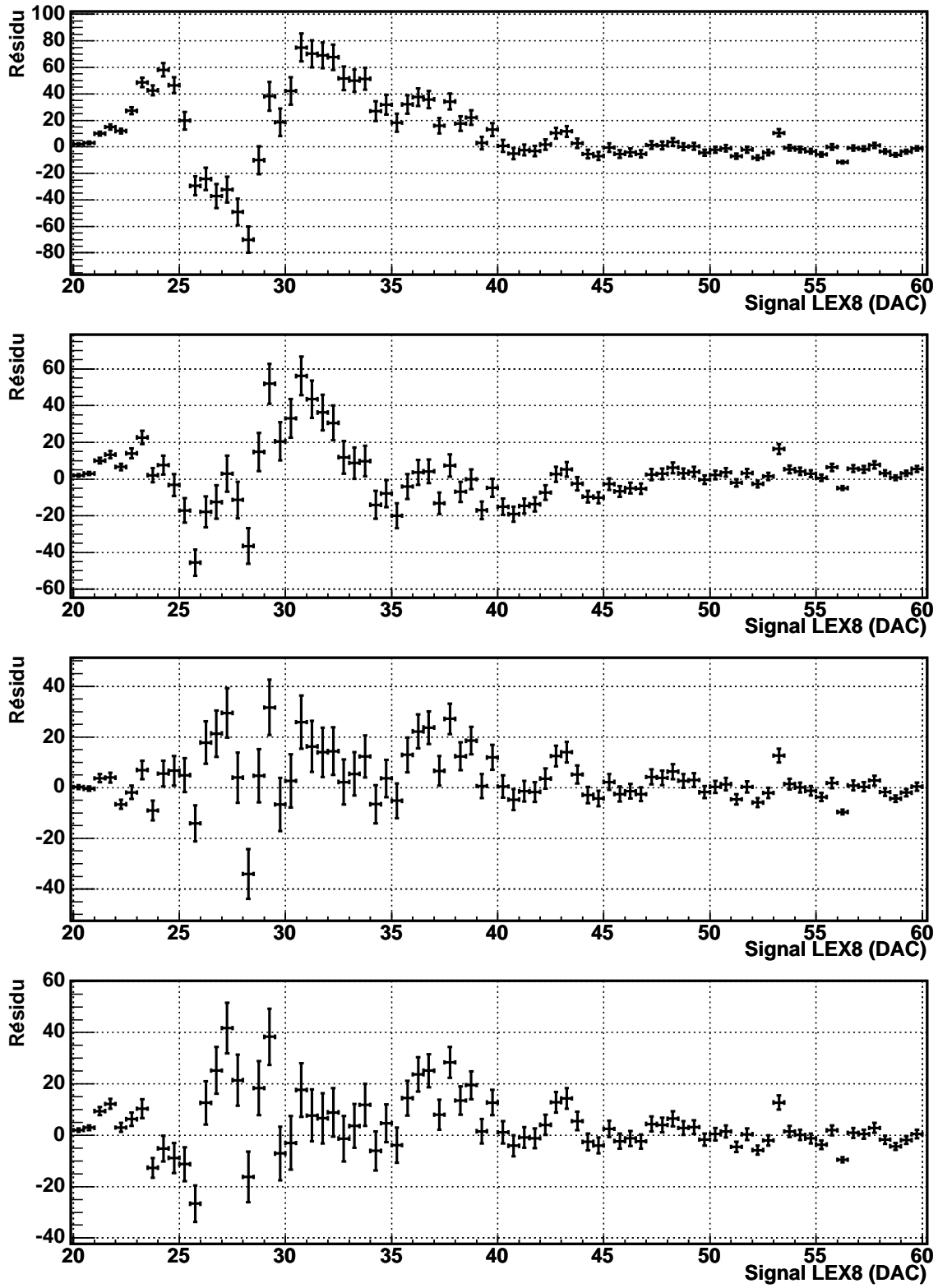


FIG. 3.28 – Résidu des ajustements des fonctions de Landau, Vavilov, GKL et B à une distribution des dépôts d'énergie dans un cristal pour des données expérimentales.

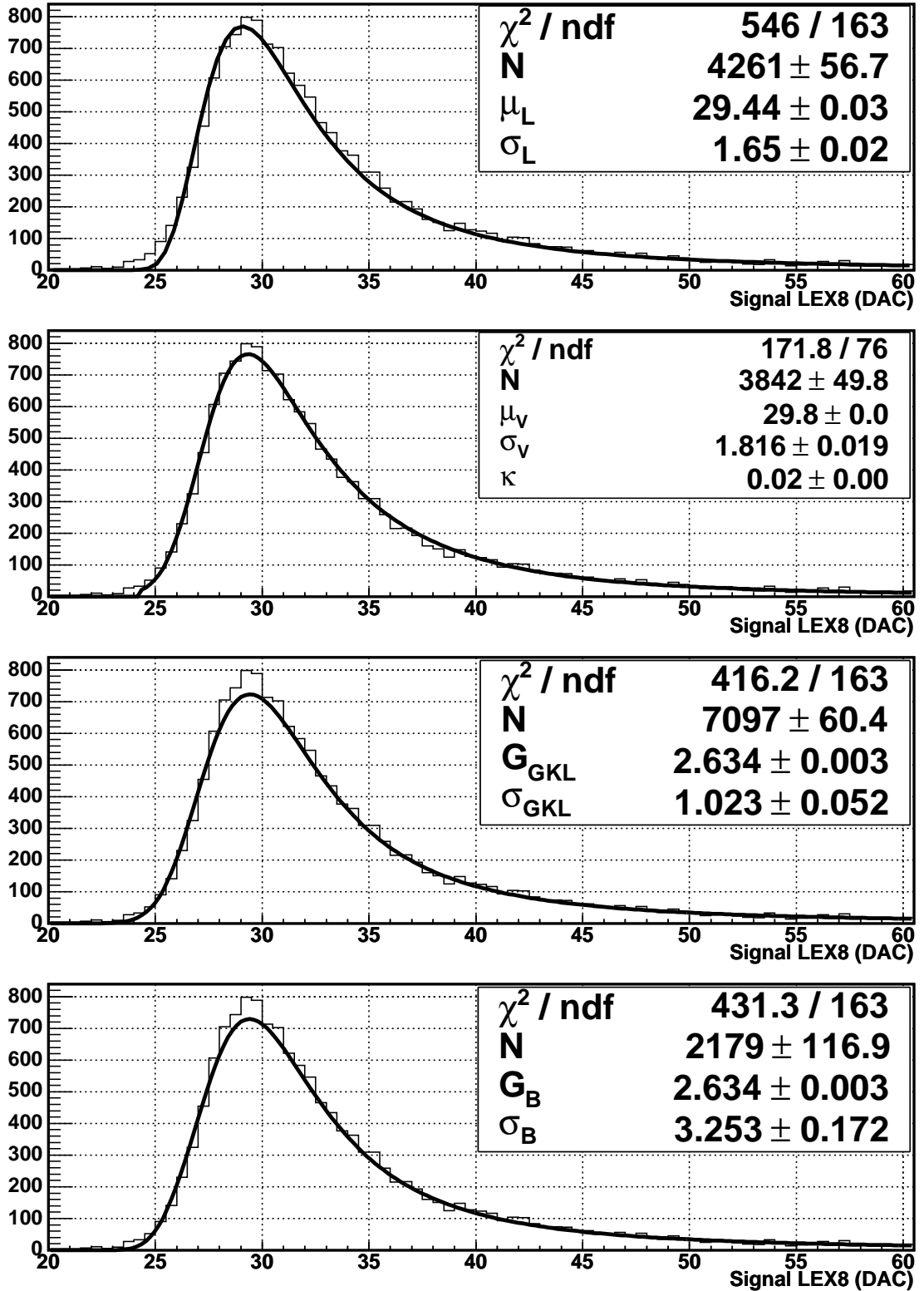


FIG. 3.29 – Distribution des dépôts d'énergie dans un cristal pour les données simulées, auquel sont ajustées, de haut en bas, une fonction de Landau, une Vavilov, une GKL et une fonction B.

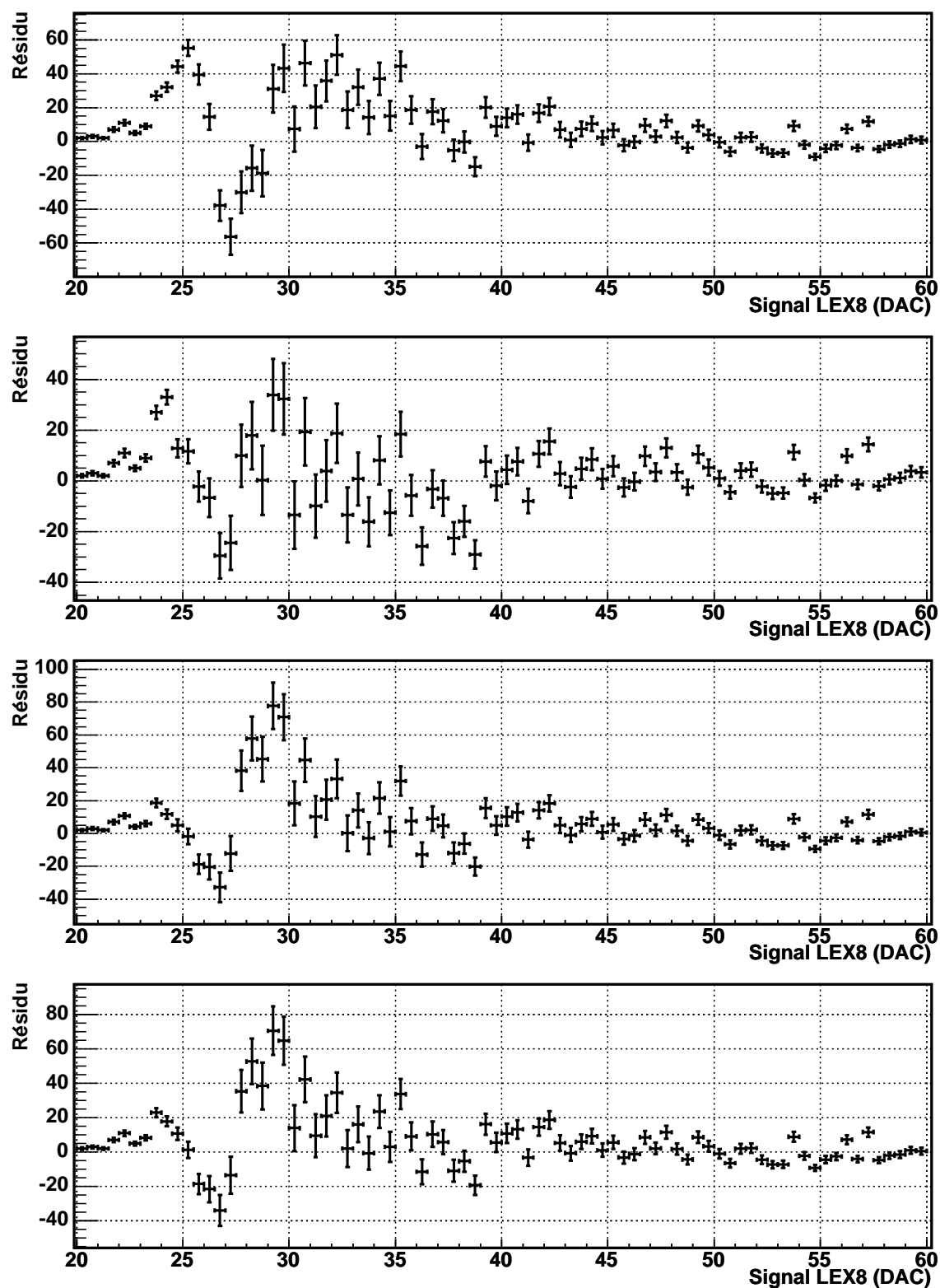


FIG. 3.30 – Résidu des ajustements des fonctions de Landau, Vavilov, GKL et B à une distribution des dépôts d'énergie dans un cristal pour des données simulées.

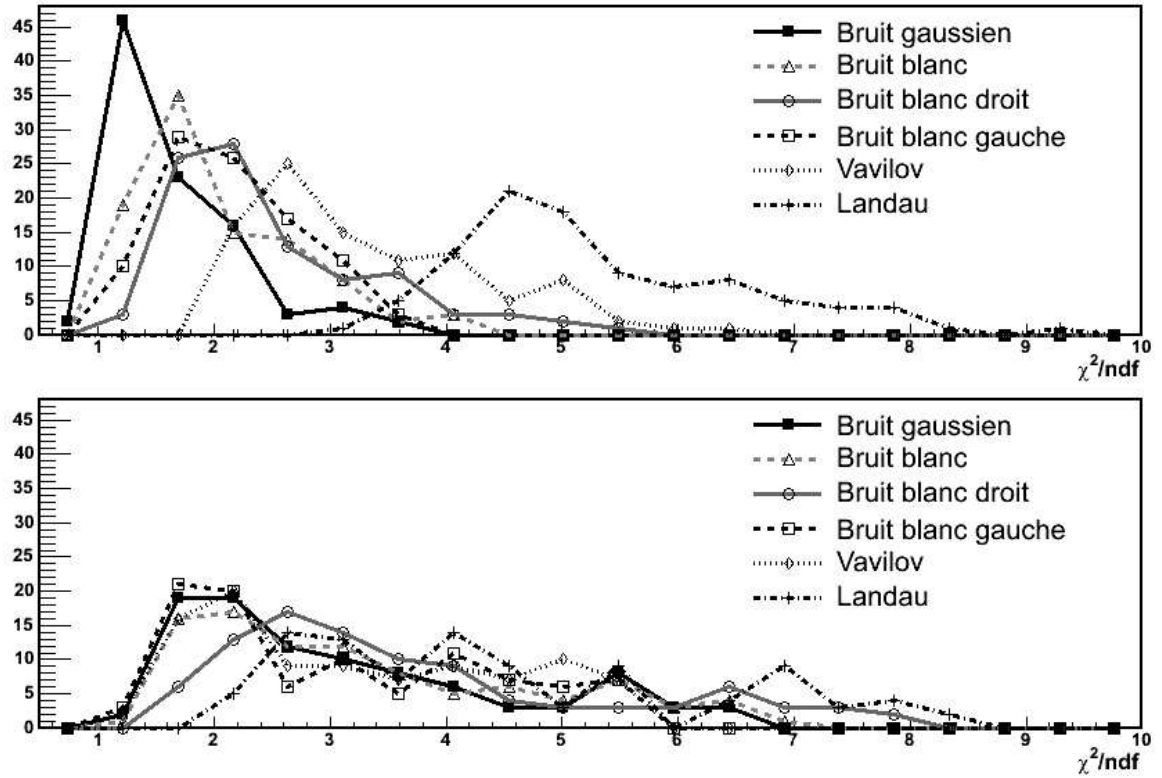


FIG. 3.31 – χ^2/ndf des ajustements pour les cristaux d'un module, avec les données expérimentales (en haut) et les données simulées (en bas). Pour les données expérimentales, la fonction Vavilov est à peine meilleure que la fonction de Landau pour un paramètre de plus. Elles ont toutes deux des χ^2/ndf plus grands que pour les fonctions B et GKL. C'est cette dernière qui semble le mieux s'ajuster aux données. Pour les données simulées, les fonctions ont toutes des χ^2/ndf similaires si ce n'est pour la fonction « bruit blanc droit » et surtout la fonction de Landau.

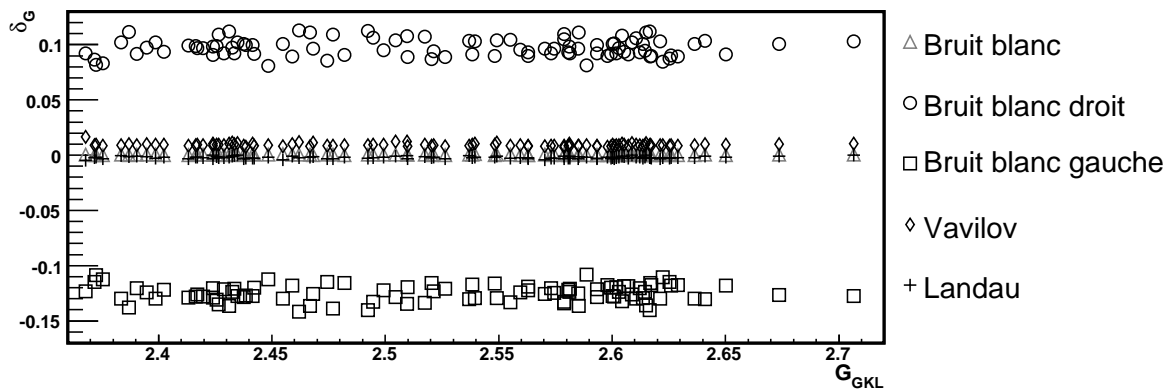


FIG. 3.32 – Différence relative des gains par rapport à G_{GKL} pour des données expérimentales. Seuls les gains pour les bruits asymétriques présentent des différences significatives.

des dépôts d'énergie directement livrée par GEANT4. Il s'agit donc des valeurs théoriques attendues, selon GEANT4. Au paramètre G_{GKL} s'ajoute la largeur σ_{GKL} de la gaussienne.

Cette forme fonctionnelle s'adapte très bien aux données expérimentales, avec un χ^2/ndf entre 1 et 2.5. De plus les résidus ne présentent pas d'écarts significatifs. Pour les données simulées, elle est par contre moins adaptée car sous-estimant la hauteur du MPV.

- **la fonction B, une fonction de Landau convoluée à un bruit blanc :** On ne connaît pas avec certitude la forme du bruit. Un bruit blanc est aussi possible. Pour tenter d'être plus complet, on définit en plus une fonction correspondant à une fonction de Landau convoluée à un bruit blanc, dénommée fonction B. Cette fonction est définie en fonction de deux paramètres semblables à ceux de la fonction GKL : un paramètre de gain G_B (fixant les deux paramètres de la fonction de Landau) et un paramètre de largeur σ_B :

$$f_B(\Delta) = \int_{-0.5}^{0.5} f_L(\Delta - \sigma_B \xi) d\xi \quad (3.10)$$

Cette forme fonctionnelle est elle aussi bien adaptée aux données expérimentales, avec un χ^2/ndf entre 1 et 3.5. Ses résidus eux aussi ne présentent pas d'écart significatifs. Pour l'ajustement aux données simulées, on observe ici aussi une sous-estimation de la hauteur du MPV.

- **Des fonctions B « gauches » et « droites » :** Les deux bruits blancs et gaussien décrits plus haut sont tous deux symétriques. Ces bruits demandent à ce qu'il y ait autant d'événements avec une fluctuation du bruit vers le haut que de d'événements avec une fluctuation vers le bas. Afin d'étudier l'impact d'une possible asymétrie, on considère des bruits blanc que l'on appellera « gauches » et « droites » :

$$f_B(\Delta) = \int_a^b f_L(\Delta - \sigma_B \xi) d\xi \quad (3.11)$$

Avec :

- Pour la fonction B gauche, $a = -1$ et $b = 0$.
- Pour la fonction B droite, $a = 0$ et $b = 1$.

Les ajustements de ces fonctions donnent des résultats similaires à ceux obtenus pour une fonction B symétrique. On verra par contre que les gains estimés ainsi sont par contre très différents.

La fonction de Landau n'est pas parfaitement adaptée à la modélisation de cette distribution, quel que soit le jeu de données. En effet, elle semble sous-estimer la position du MPV ainsi que la largeur des distributions. La fonction Vavilov est mieux adaptée aux distributions MC, avec en particulier des résidus dispersés uniformément par rapport à $y = 0$. Celle-ci possède par contre un paramètre libre de plus, κ , qui décide de sa ressemblance à une gaussienne ($\kappa = 12$.) ou à une fonction de Landau ($\kappa = 0.012$). La valeur retrouvée par l'ajustement n'est pas très éloignée de cette dernière (si $\kappa = 0.012(1 - \rho) + 12\rho$, $\rho = 0.3 \cdot 10^{-3}$ pour les données expérimentales, $\rho = 4.8 \cdot 10^{-3}$ pour les données simulées). Cette fonction n'est donc pas utilisée, d'autant plus que son ajustement se révèle moins stable que celui par une fonction de Landau. La fonction GKL est pour un même nombre de paramètres que la fonction de Landau, plus adaptée que celle-ci aux données expérimentales mais moins performante dans le cas de données simulées. La fonction B donne des résultats similaires. Une étude plus globale montre que les χ^2 pour la fonction GKL sont en général légèrement inférieurs. Des bruits

asymétriques enfin semblent plausibles bien que des bruits complètement asymétriques, bruits blancs gauches et droits, soient moins favorisés, comme l'indique leur distribution de χ^2 .

Ces formes fonctionnelles sont a priori autant d'estimations différentes du gain. Les valeurs pour les fonctions de Landau, Vavilov, bruits blanc symétriques, gauches et droits sont comparées sur la figure 3.32 au gain obtenu avec la fonction GKL. Pour cela, on définit l'erreur relative par rapport au gain GKL $\delta_G = \frac{G_\chi - G_{\text{GKL}}}{G_{\text{GKL}}}$ (avec G_χ correspondant au gain estimé selon la fonction χ). Dans le cas présent, chaque forme fonctionnelle offre des estimations très proches ($\delta_G < 0.5\%$ pour la fonction de Landau et la fonction B, $< 1\%$ pour la fonction de Vavilov), si ce n'est pour les bruits blancs asymétriques. Pour ces dernières, on trouve $|\delta_G| \sim 10\%$. C'est aussi du même ordre que le rapport $\frac{\sigma_{\text{GKL}}}{11.2 \text{ MeV}}$ ($\sim 7\%$), soit la largeur du bruit gaussien ajouté à la fonction de Landau dans la fonction GKL. On peut donc estimer que l'incertitude pesant sur les mesures des gains est $\lesssim 10\%$. Notons que le bon accord entre les estimations du gain par les autres formes fonctionnelles ne durerait pas si l'amplitude du bruit venait à augmenter, comme il sera vu plus tard.

Mise en place d'une distribution sommée.

Pour continuer cette étude, on construit un histogramme des dépôts d'énergie pour toutes les voies d'un module calorimétrique. Pour cela, on convertit l'échelle DAC en MeV en utilisant le gain G_L déterminé pour chaque voie. On crée donc l'histogramme des valeurs $\sqrt{\tilde{U}_P \tilde{U}_N} \cos \theta \times G_L$ pour l'ensemble des cristaux (sélectionnés de la même façon qu'auparavant). Cet histogramme est, aux homothéties près, la somme des histogrammes de chaque cristal. Comme l'indique la figure 3.32, on obtiendrait des histogrammes très semblables en utilisant les gains G_{GKL} , G_B ou même G_V . Un histogramme sommé est créé pour chaque jeu de données. Ils sont tous deux présentés sur la figure 3.33.

Comparaison avec les distributions sommées.

La fonction GKL semble la plus efficace à caractériser les données expérimentales. La convolution par une gaussienne de la fonction de Landau permet de prendre en compte divers effets du détecteur qui pourraient se cumuler et se modéliser correctement par une gaussienne. C'est pourquoi la largeur de la fonction de Landau est fixée à $G_{\text{GKL}} \times 0.66 \text{ MeV}$. Ce paramètre laissé libre s'ajuste à $\pm 8\%$ autour de cette valeur. Cette différence pourrait ne résulter que d'un problème de statistiques. C'est pourquoi à la distribution LAT sommée est ajustée une fonction GKL dont les deux paramètres de Landau sont laissés libres. On obtient alors $\mu_L = 11.34 \text{ MeV}$ et $\sigma_L = 0.68 \text{ MeV}$, ce qui reste compatible avec les résultats attendus. La largeur de la gaussienne ne saurait s'expliquer en fonction du piédestal uniquement. Ce dernier a en effet une largeur moyenne de 0.4 MeV . Les résidus de cet ajustement sont présentés sur la figure 3.35. Ce même travail avec la fonction B rend la même analyse, avec $\mu_L = 11.35 \text{ MeV}$ et $\sigma_L = 0.68 \text{ MeV}$. L'élargissement des données LAT se modélise donc aussi bien par un bruit gaussien de 0.6 MeV , soit 5% de μ_L , qu'un bruit blanc de 2.2 MeV , soit 19% de μ_L .

3.4.3 Recherche des causes

Malgré la capacité de la fonction GKL à ajuster correctement les données expérimentales, il n'en reste pas moins que les distributions pour les deux jeux de données sont différentes, ainsi que met en évidence leur superposition sur la figure 3.33 ainsi que leur différence, présenté sur la figure 3.34. Les distributions réelles étant bruitées, élargies, leur MPV ne correspond plus au MPV de la fonction de Landau initiale. Dès lors à quel paramètre associer le MPV des distributions simulées ? La caractérisation correcte des distributions, tant réelles que simulées, n'offre aucune interprétation claire quant à la cause de l'élargissement. On est donc tenté de

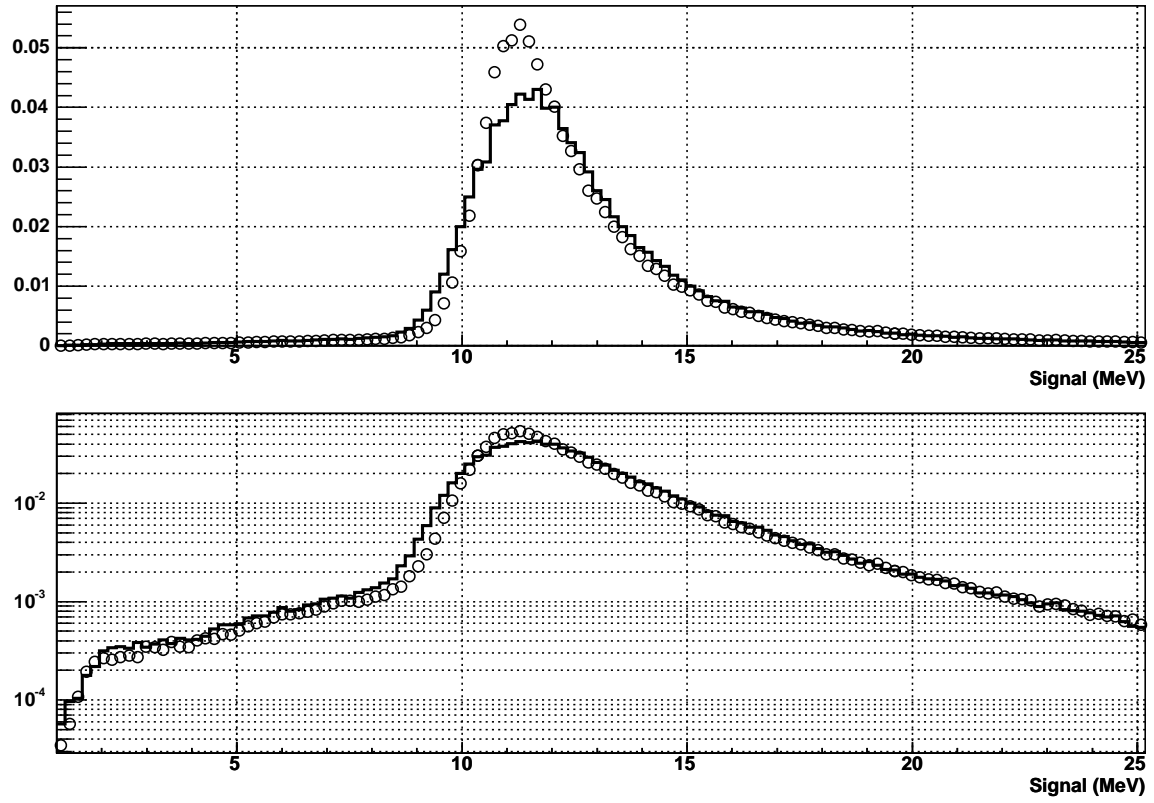


FIG. 3.33 – Distributions sommées des dépôts d'énergie avec leur abscisse convertis en MeV, en trait plein pour les données réelles, marqué par des cercles pour les données simulées. Les distributions sont reproduites en échelle semi-log pour démontrer la correspondance des queues.

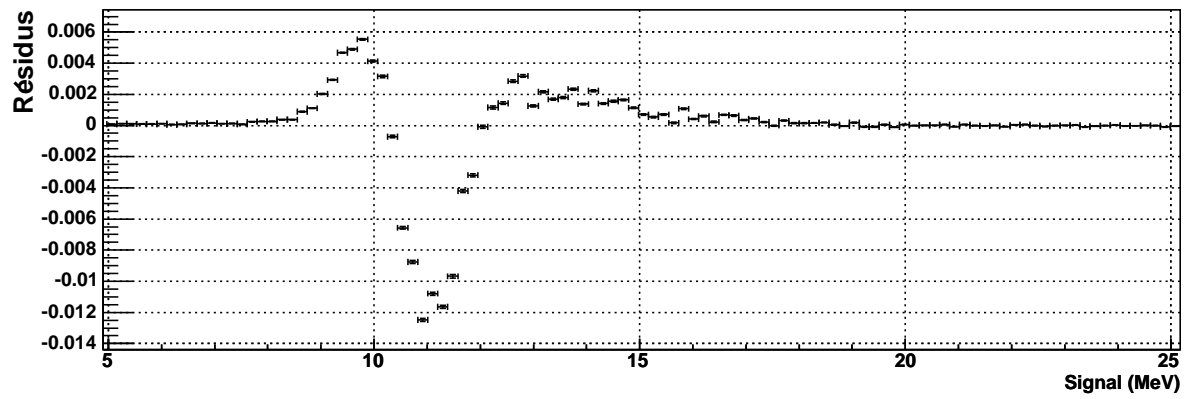


FIG. 3.34 – Différence entre la distribution faite à partir des données expérimentales à celle faite à partir des données simulées. Les barres d'erreur marquent l'importance des erreurs statistiques.

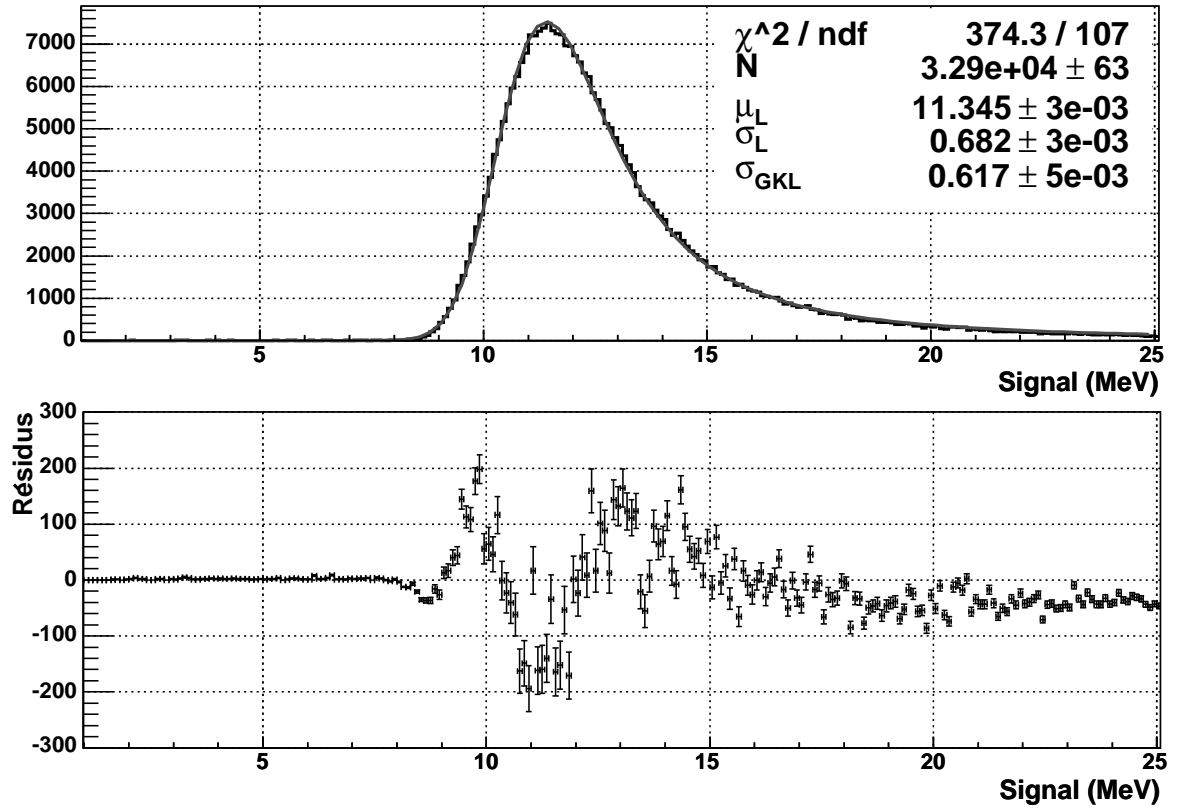


FIG. 3.35 – Distribution sommée réelle ajustée à une GKL dont les deux paramètres de la fonction de Landau sont laissés libres. Le résidu de l'ajustement est aussi présenté. On retrouve les valeurs attendues pour la fonction de Landau.

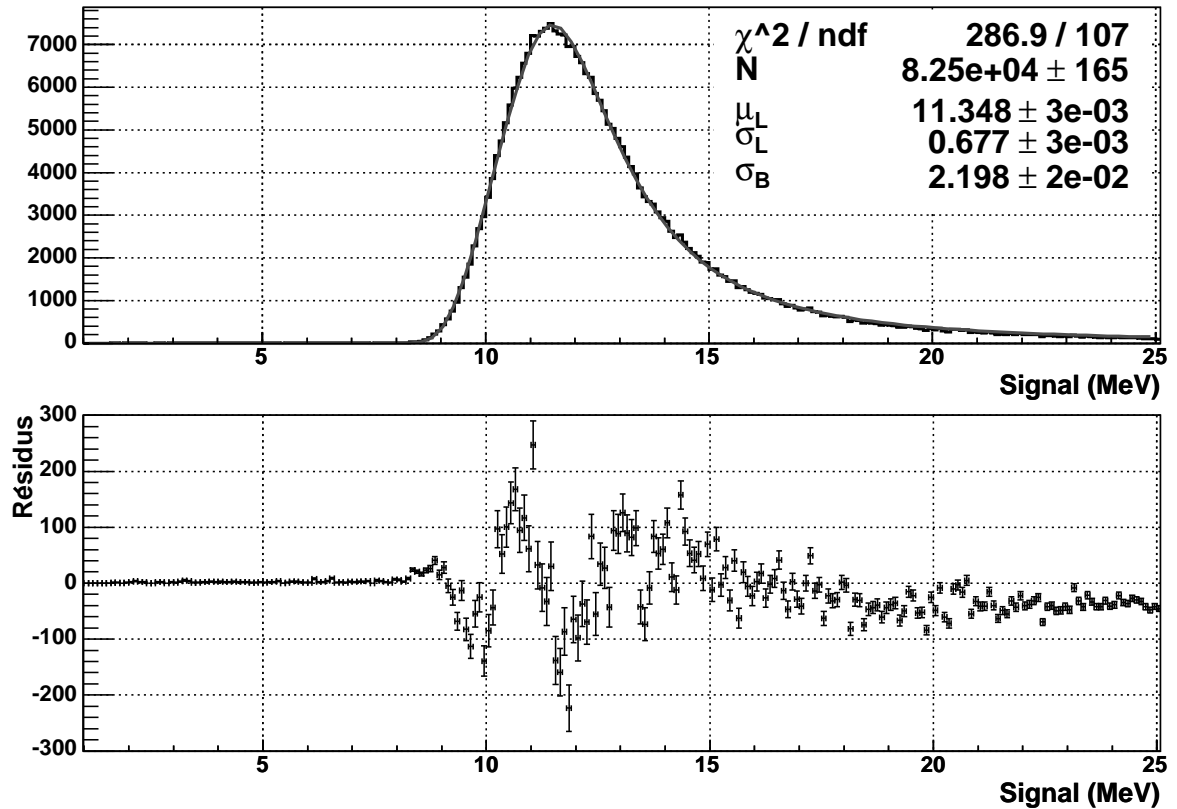


FIG. 3.36 – Distribution sommée réelle ajustée à une GKL dont les deux paramètres de la fonction de Landau sont laissés libres. Le résidu de l'ajustement est aussi présenté. On retrouve les valeurs attendues pour la fonction de Landau.

chercher une source de bruit supplémentaire dans le LAT, un défaut ou des approximations non-valables dans la simulation. Celles-ci peuvent être de plusieurs type. On peut supposer que la géométrie du détecteur n'a pas été prise en compte correctement. Il est aussi possible que le spectre des muons n'ait pas été correctement modélisé. Enfin, des processus physiques, telle la production de lumière par le CsI(Tl), n'ont pas été modélisés. Leur impact n'est peut-être pas négligeable.

Queues basses énergies

On constate, autant pour les données expérimentales que les données simulées, qu'aucune des fonctions ne s'adapte bien aux queues basses ($x < \text{MPV}$) des distributions. Celles-ci ont a priori leur origine dans la sélection incorrecte de muons ne traversant pas le cristal sur toute sa hauteur. Ces queues sont en effet plus importantes pour les cristaux des deux couches extérieures, la plus haute et la plus basse, où les contraintes sur la direction sont moindres. Elles sont encore sensibles pour les deux couches les touchant puis entièrement négligeables pour les couches 2 à 5 incluses (Les figures 3.27 et 3.29 sont construites pour un cristal de la couche 3). Ces queues semblent correctement reproduites par la simulation ainsi qu'il est mis en évidence sur la figure 3.37. Cet accord est aussi visible sur les distributions sommées de la figure 3.33. On voit sur la figure 3.34 que leur différence est très faible. Un biais existe pourtant avec un sous-estimation par la simulation de l'ordre de $1 \cdot 10^{-3}$ événements. La simulation permet de visualiser la trajectoire de quelques événements générant une entrée dans la « queue ». Elle indique que son point d'entrée dans le cristal est situé sur un coté plutôt que sur sa face supérieure. Le calcul de la distance parcourue dans le cristal est alors incorrecte et conduit à une sous-estimation de l'énergie déposée par unité de longueur.

La bonne reproduction par la simulation de ces queues basses énergie est une contrainte importante sur les origines potentielles de l'élargissement dans les données expérimentales. Toute origine purement géométrique est infirmée.

Etude selon l'angle d'inclinaison.

En théorie, la section de cristal traversée par une particule ionisante doit influencer sur la forme des distributions. C'est pourquoi un certain nombre de critères de choix des événements imposent des conditions sur l'inclinaison θ de leur trajectoire. Il serait possible que ces conditions soient trop lâches, affectant les données LAT mais pas les données MC par la faute d'une modélisation déficiente. Pour étudier cela, on considère des distributions sommées en fonction de θ (calculé comme indiqué dans la sous-section 3.4). Sa projection dans le plan transversal au barreau considéré est inférieure à 11° . Sa projection dans le plan longitudinal est déterminée à l'aide des positions longitudinales.

Les distributions sommées par inclinaison sont montrées sur la figure 3.38. On constate que, comme attendu, elles tendent à se rapprocher d'une gaussienne pour des angles plus élevés, et ce tant pour les données expérimentales que simulées. Les histogrammes étant construits pour des dépôts d'énergie corrigés de leur angle d'incidence (c'est-à-dire multipliés par $\cos \theta$) on trouve que $\text{MPV}(\theta) \approx \text{MPV}(0^\circ)$ pour $\theta < 35^\circ$. Le MPV décroît ensuite en fonction de θ de la même façon pour les deux jeux de données. Les queues basses énergies sont toujours bien reproduites par la simulation même à grand angle. Une mauvaise modélisation des flux est vraisemblablement infirmée.

Afin de vérifier que le l'amplitude du bruit n'est pas une fonction de θ , les distributions MC sont recrées en rajoutant celui-ci. On produit donc les histogrammes des valeurs $\sqrt{\tilde{U}_P \tilde{U}_N} \cos \theta \times G_L + b$, où b est une valeur aléatoire tirée indépendamment pour chaque cristal. La figure 3.39 compare ces nouvelles distributions aux données expérimentales. Tant pour

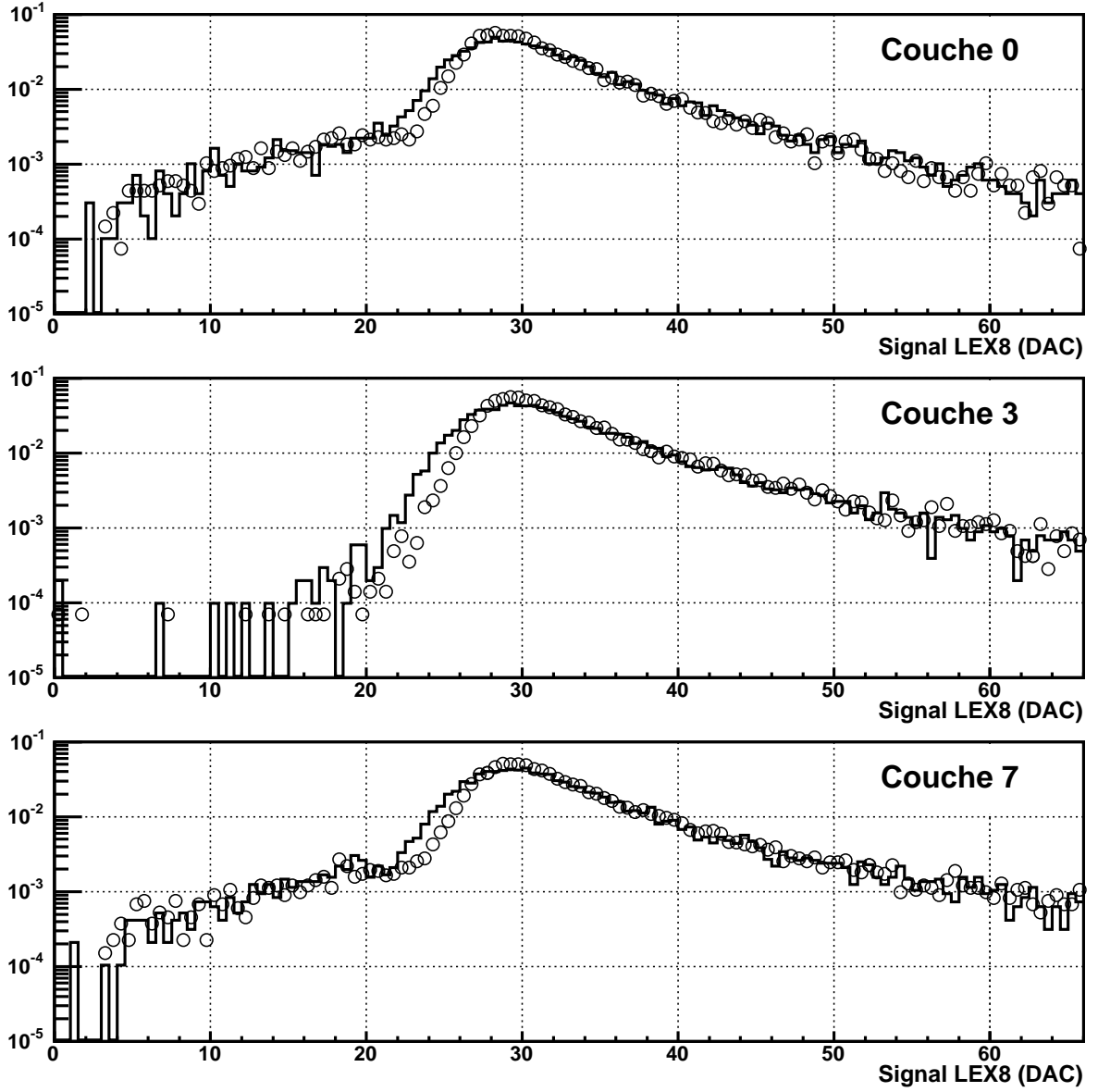


FIG. 3.37 – Distributions normalisées des dépôts d'énergie pour un cristal sur la couche la plus haute, une couche intermédiaire et la plus basse couche, pour les données expérimentales (traits pleins) et simulées (cercles). Les queues tant amont ($x < 20$ DAC) qu'en aval ($x > 35$ DAC) des MPV sont bien reproduites par la simulation.

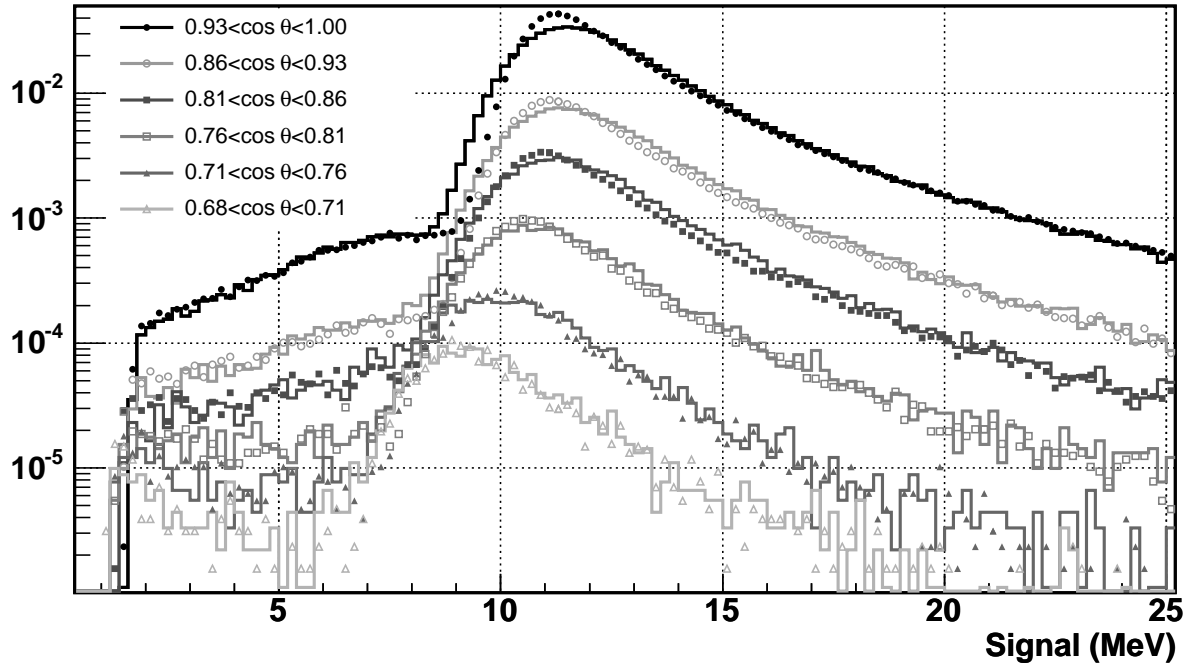


FIG. 3.38 – Distributions sommées des dépôts d'énergie (multipliés par $\cos \theta$) en fonction de diverses inclinaisons des trajectoires, pour les données expérimentales (traits pleins) et simulées (cercles). Pour $\theta < 35^\circ$, on trouve $\text{MPV}(\theta) \approx \text{MPV}(0^\circ)$. Le MPV décroît ensuite pour θ croissant de la même façon pour les deux jeux de données. Les queues basses énergies sont bien reproduites. La forme des distributions tend à se rapprocher d'une gaussienne pour les inclinaisons les plus grandes.

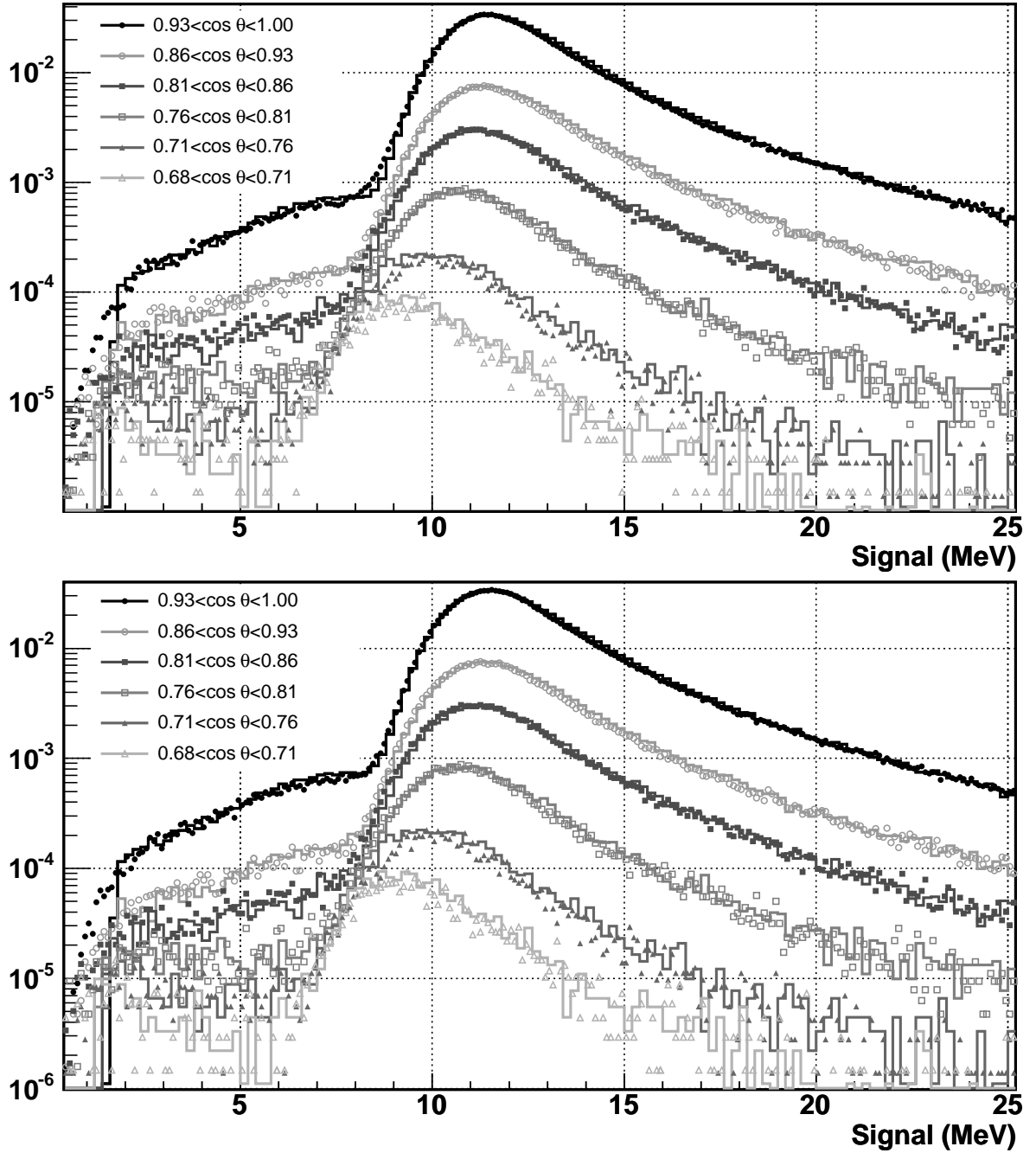


FIG. 3.39 – Distributions sommées des dépôts d'énergie en fonction de diverses inclinaisons des trajectoires. Les données expérimentales sont indiquées par les traits pleins, les données simulées par des marqueurs. Un bruit, gaussien en haut, blanc en bas, est rajouté aux données simulées, reproduisant dès lors correctement les distributions réelles, pour toutes les inclinaisons.

un bruit blanc d'amplitude 2.2 MeV qu'un bruit gaussien d'amplitude 0.65 MeV, les données simulées bruitées s'accordent bien à celles non-bruitées. Il n'y a donc pas de corrélation claire entre longueur de barreau traversée et amplitude du bruit. Tout au moins la variation en fonction de cette longueur est-elle masquée par cette partie de la variation attendue par la théorie et bien prise en compte par GEANT4.

Corrélations entre extrémités du barreau :

En supposant qu'il existe une source de bruit non-répertoriée dans le calorimètre, il paraît plus probable que celle-ci soit décorrélée entre chaque voie, particulièrement entre les celles aux deux extrémités opposées d'un barreau. En effet, l'électronique est entièrement différente entre les deux extrémités, et il a été vérifié que la masse était stable, l'infirmant comme hypothétique origine du bruit.

La figure 3.40 explore la corrélation entre les deux voies LEX8 d'un même cristal. Des distributions bi-dimensionnelles (\tilde{U}_P , \tilde{U}_N) sont construites, comparant les signaux LEX8 des deux extrémités. En d'autres mots, pour les données simulées (non-bruitées), on construit les distributions du signal atténué $D_0 \exp(\frac{l-L/2}{\tau})$ à une extrémité par rapport au signal atténué $D_0 \exp(-\frac{l+L/2}{\tau})$ à l'autre, avec D_0 l'énergie déposée dans le cristal, l la position du dépôt par rapport au centre du cristal, L la longueur du cristal et τ sa longueur d'atténuation. Si l'on construit les distributions avec uniquement des événements déposant de l'énergie en $x \in [-A, A]$, on s'attend alors à ce que ces distributions occupent l'espace entre les droites $y = x \times \exp(\frac{A-L/2}{\tau})$ et $y = x \times \exp(-\frac{A+L/2}{\tau})$. Ces distributions occupent un cône dont l'ouverture est fonction de τ et de A . Si un bruit s'ajoute au signal et qu'il est décorrélé entre les deux extrémités du cristal, alors la distribution s'étendra hors du champ défini par les deux droites.

La figure 3.40 montre les distributions (\tilde{U}_P , \tilde{U}_N) pour les deux jeux de données. Leur comparaison indique clairement une corrélation de l'élargissement dans les données expérimentales entre les signaux N et P. En superposant celles obtenues avec les données simulées à celle obtenues avec les données expérimentales, il est possible de vérifier s'il n'existe pas néanmoins une composante décorrélée. Les distributions sont produites pour trois valeurs de A différentes. On a en ordre croissant d'ouverture du cône : $A = L_B$, $A = 2 \times L_B$ et $A = 3 \times L_B$. Sachant que l'atténuation est de $\sim 30\%$ sur la longueur du cristal, les pentes des droites définissant ces cônes augmentent et diminuent de 5% entre chaque valeur de A . La figure 3.40 montre les distributions pour $A = 3 \times L_B$ indique les cônes pour les autres. On peut constater que les cônes des deux jeux de données s'accordent parfaitement dans la limite imposée par la taille des cases des histogrammes ($0.5 \text{ DAC} \times 0.5 \text{ DAC}$), ceci quelle que soit la valeur de A . Mais surtout, pour un taux donné, cette ouverture est la même pour les deux jeux de données. Une source de bruit décorrélée entre les deux extrémités, ne peut donc affecter la forme des cônes plus que ne le fait l'atténuation, de 2.5% sur une longueur L_B . La cause de l'élargissement dans les données expérimentales est donc très certainement intrinsèque au cristal. Celui-ci est d'ailleurs encore visible sur les distributions LAT en couleur de la figure 3.40.

Approfondissements de la simulation :

La source de l'élargissement étant interne au cristal, l'attention se retrouve reportée sur la modélisation des dépôts d'énergie d'un côté, et la modélisation de leur mesure de l'autre. Celle des dépôts se fait par GEANT4. Dans le cadre de la simulation officielle du LAT, les effets de basse énergie sont ignorés, ceci pour des questions temps. Un cristal de CsI(Tl) fut simulé en activant le module supplémentaire G4LECS, proposant une simulation efficace des effets de Rayleigh et de Compton des électrons à basse énergie. Des modules pour les basses énergies,

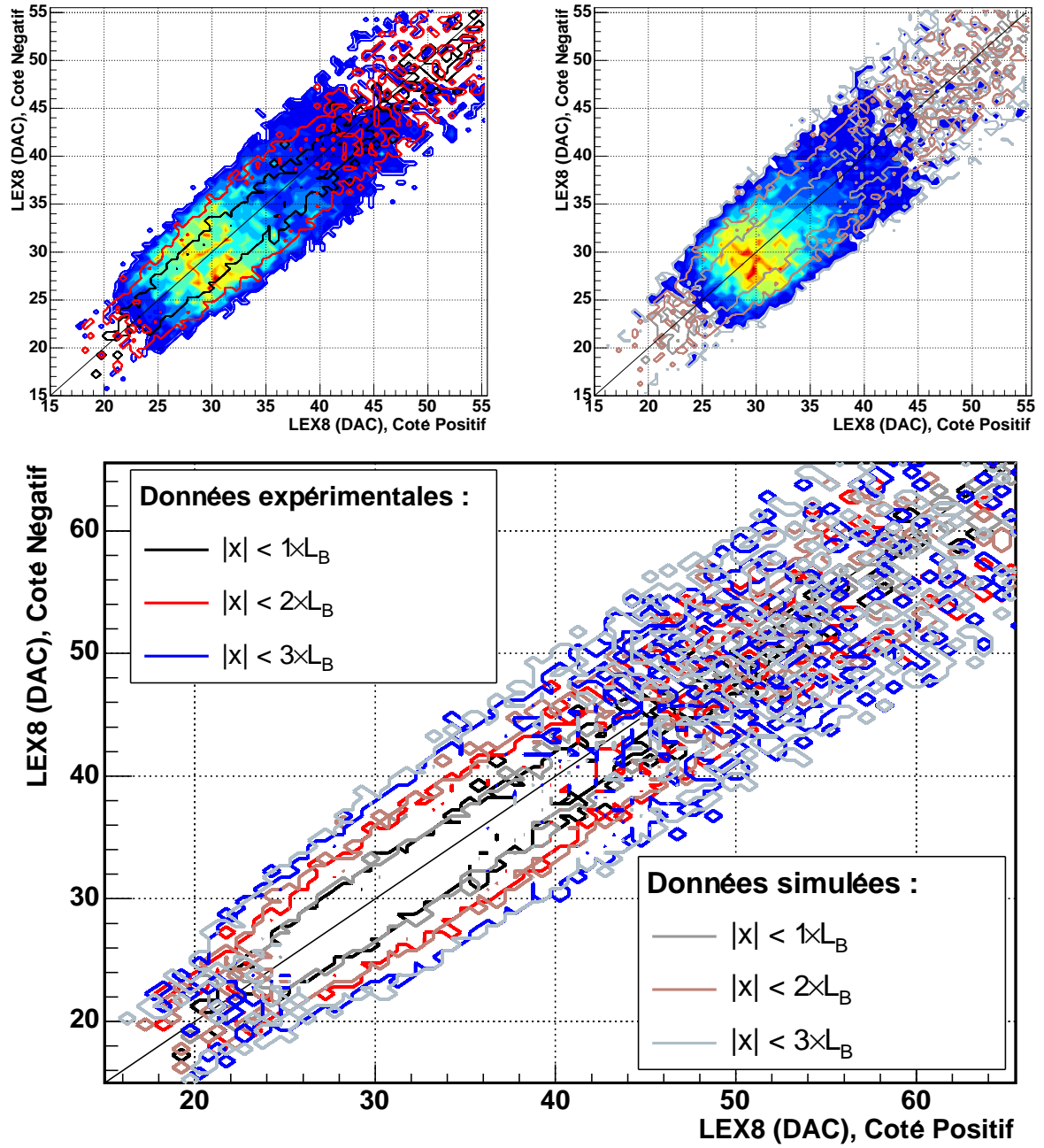


FIG. 3.40 – En haut : distributions des signaux LEX8, extrémité positive par rapport à extrémité négative, pour des événements traversant le cristal à moins de 3×27.85 mm du centre, pour les données expérimentales, à gauche, et simulées à droite. Les formes fonctionnelles indiquent l'extension de ces mêmes distributions pour des distances de 27.85 , 2×27.85 et 3×27.85 mm. En bas : superposition des ces formes fonctionnelles pour les deux jeux de données. Leur similitude entre les deux jeux indique que la différence entre les distributions des dépôts d'énergie provient d'effets corrélés aux deux côtés, donc internes aux cristal.

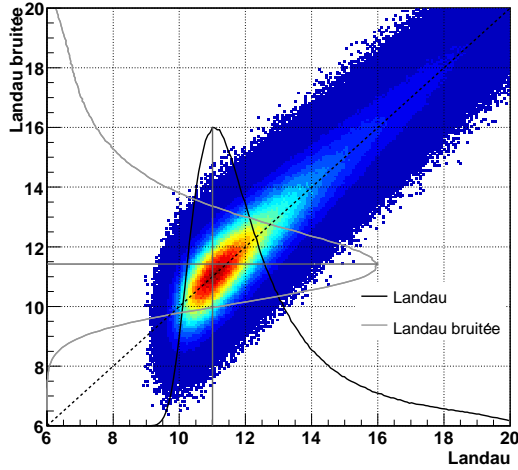


FIG. 3.41 – Effets d'un bruit gaussien sur une fonction de Landau. Des événements sont tirés suivant une loi de Landau, leurs valeurs étant reportées sur l'abscisse, et redistribuées par un bruit gaussien, sur l'axe des ordonnées. Les projections sur chaque axe et leur MPV sont indiqués. La droite $x=y$ souligne l'incompatibilité des MPV.

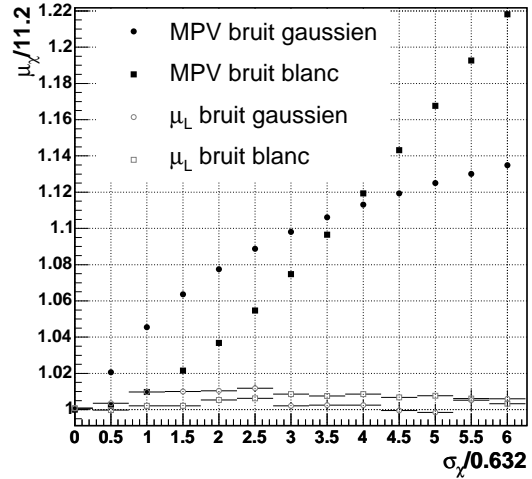


FIG. 3.42 – Positions des MPV, et des paramètres μ_L pour un bruit gaussien, disques pleins et évidés respectivement, et un bruit blanc, carrés pleins et évidés. Les paramètres permettent une estimation correcte et robuste du gain.

propres à la distribution GEANT4 elle-même, furent aussi activé : effets photo-électriques, ionisation à basse énergie et autres. En pure perte. On espère donc que la simulation des dépôts d'énergie ne soit pas en cause. Il reste alors la simulation de la propagation de cette information, c'est-à-dire le *quenching*. Cette simulation repose entièrement sur la calibration qui en est faite. Celle-ci se fait sur des échelles d'énergie largement supérieures à la largeur de la distribution. Il est donc, à ce jour, impossible d'étudier de façon quantitative cette hypothèse.

3.4.4 Conséquences

N'ayant pas réussi à reconnaître les sources de l'élargissement, ni en interrogeant les données, ni en auscultant la simulation, il fallut s'incliner. On peut à défaut tenter de mesurer l'ampleur possible du biais.

La figure 3.41 présente l'allure d'une distribution de Landau à laquelle est appliquée un bruit gaussien. La distribution en deux dimensions représente un tirage selon une loi de Landau par rapport à sa redistribution par un bruit gaussien. Les distributions résultant de la projection sur chaque axe sont indiquées en sus ainsi que leur MPV respectif. On s'aperçoit que ceux-ci ne correspondent pas. A moins d'un bruit plus fortement asymétrique, l'asymétrie de la loi de Landau implique en effet que sa distribution bruitée tendra à rapprocher son MPV de sa moyenne. En ce qui concerne la calibration, on induit de ceci qu'utiliser le MPV de la distribution réelle pour construire le gain conduirait certainement à une surestimation.

Afin de mesurer le biais potentiel sur le gain, la fonction GKL est calculée numériquement. Son MPV est alors estimé en fonction de $\frac{\sigma_{GKL}}{\sigma_L}$. La courbe est présentée sur la figure 3.42 (disques pleins), la même chose étant faite pour un bruit blanc (carrés pleins). Le rapport des MPV est plus significatif au départ. Il est de 5% au niveau estimé pour les distributions réelles ($\sigma_{GKL} \sim 0.65$ MeV, soit un rapport de 1.03). Il croît ensuite moins rapidement. Dans le cas d'un bruit blanc, le rapport au niveau du bruit estimé selon les données expérimentales atteint 9% ($\sigma_{GKL} \sim 2.2$ MeV, soit un rapport de 3.4). L'algorithme de calibration ne fait

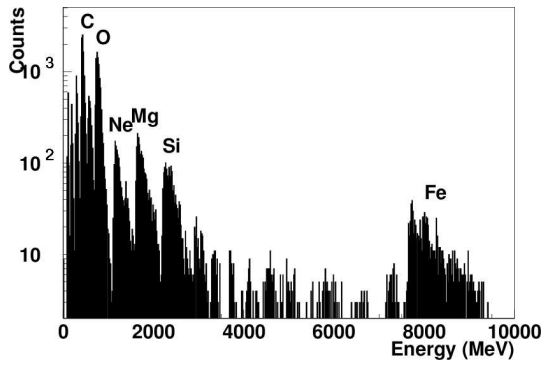


FIG. 3.43 – Simulation de dépôts d'énergie par des ions dans un barreau pour GLAST en orbite. Sont indiquées pour les pics plus importants les ions responsables [74].

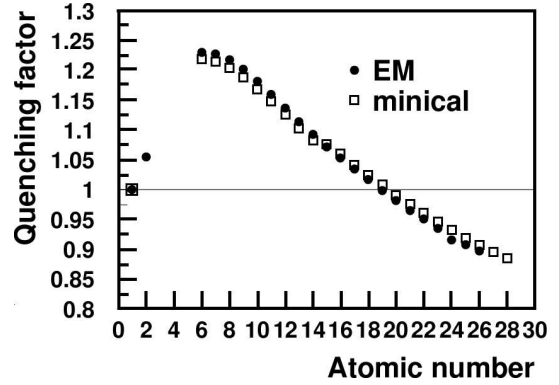


FIG. 3.44 – Amplitudes de *quenching* pour les ions mesurés avec l'EM et le minical selon les données GSI. L'effet d'*anti-quenching* se fait sentir jusqu'à $Z = 19$ (Figure prise dans la référence [74]).

heureusement pas appel aux MPV. Il utilise plutôt le paramètre μ_L sorti de l'ajustement des distributions à une fonction de Landau. Ces résultats sont présentés sur la même figure. Il sont estimés pour chaque rapport de largeur en procédant à l'ajustement de trente distributions GKL ou B de 3000 événements chacune. Les barres d'erreur indiquent le RMS des paramètres μ_L , le marqueur leur valeur moyenne. On constate que pour les deux types de bruit proposés, le biais reste inférieur à 1%. De plus l'ajustement rend une estimation stable du paramètre.

Le biais selon cette étude ne dépasserait donc pas quelques pour-cents. Pour autant, la nature de ce bruit, en particulier sa symétrie, reste inconnue. Cette estimation peut donc fort bien s'avérer erronée. En tout état de cause, cette méconnaissance ne menace pas la qualité de la calibration. En effet celle-ci peut fort bien se passer d'une compréhension théorique du bruit. Il lui suffit que les distributions soient reproductible en vol, et que le biais de leur MPV au μ_L théorique soit empiriquement connu. Les essais en faisceau d'électrons au CERN, qui se dérouleront en septembre 2006 permettront sans nul doute de le découvrir. En tout état de cause, puisque l'incertitude pèse sur la position de μ_L dans le pic de la distribution, les effets ne sauraient être plus importants que la largeur ajoutée à ce pic, soit une estimation très conservatrice de 10%. Ces effets ne concernent que la partie basse de la gamme dynamique.

3.5 Calibration en vol

Les muons sont produits dans l'atmosphère. Leur flux en orbite est trop faible pour permettre une calibration. On utilise alors les particules responsables de leur création dans l'atmosphère, les rayons cosmiques : protons, hélium, carbone ou autres ions plus massifs.

Le principe de calibration du détecteur avec ces ions est largement similaire à la calibration avec les muons présentée ci-dessus. Elle sera pourtant plus riche que cette dernière. En effet les ions en orbite sont en majorité proches de leur minimum d'ionisation [74] (~ 2 GeV/Nucléon). Par contre, leur masse et leur charge, donc leur dépôt moyen, varie. Il sera possible d'explorer la réponse des barreaux du calorimètre entre 10 MeV et 8 GeV, soit une très grande partie de la gamme dynamique disponible. La figure 3.43 montre le type de dépôts d'énergie attendu pour un barreau de CsI. Chaque pic indique un élément différent, leur taille dépendant de leur abondance. La richesse de la calibration en vol tient donc au nombre de pics disponibles, à chacun desquels il sera possible d'associer une énergie, calculée par ailleurs grâce à la simulation de l'appareil. L'approximation d'un gain linéaire en énergie faite sur terre ne tiendra plus dans

l'espace.

Il n'est pas aisé de parfaitement analyser des données prises avec des ions relativistes. Bien que les noyaux soient généralement proches de leur minimum d'ionisation, la traversée du détecteur provoque bien souvent des collisions inélastiques entre noyaux (70% des cas sur axe avec Fe). On sait de plus que ces dépôts, en dehors des collisions inélastiques, ont un comportement non-linéaire par rapport à la masse des ions. C'est l'effet de *quenching* présenté en sous-section 2.4.1. Celui-ci ne semble pas avoir été étudié pour des énergies au-delà des 100 MeV. Afin de maîtriser les effets de *quenching* ainsi que de confirmer la qualité de la simulation des ions dans le détecteur (il existe différents modèles de collisions inélastiques), des essais en accélérateur furent effectués au GSI [74]. On utilisa pour cela le module calorimétrique dit Engineering Model (EM) ainsi qu'un modèle, créé pour des études préliminaires de conception du calorimètre, équipé d'un meilleur système de lecture, le mini-cal. L'EM ne présente pas de différences significatives avec les modules de vol.

Les essais sur accélérateur permirent de déterminer l'amplitude des effets de *quenching* pour chacun des différents noyaux par rapport aux protons. Des données prises au CERN sur le mini-cal, avec des électrons ainsi que des muons confirment cette hypothèse (A paraître [40], résultats cités dans [74]). La figure 3.44 montre les résultats tirés des données prises au GSI. On s'attendait à une sous-luminosité des ions lourds par rapport aux protons. On s'aperçoit qu'au contraire ces ions sont plus efficaces que leurs cousins légers. Cet effet est dénommé *anti-quenching* par la référence [74]. Cette efficacité peut tout aussi bien tenir du dépôt d'énergie, de la production de lumière dans le CsI(Tl) que de la fonction de réponse spectrale et temporelle du système de lecture.

Une étude fut conduite en sortie des pré-amplificateurs sur la forme des pulses. Celle-ci devait permettre de savoir si une pondération des composantes lentes et rapides τ_l et τ_r (voir sous-section 2.4.1) différente suivant l'énergie ou la nature des particules incidentes pouvait expliquer l'*anti-quenching*. En effet la composante lente est éliminée par les shapers du système de lecture. Ces formes furent étudiées pour un faisceau de carbone à 1.7 GeV/Nucléon et des muons cosmiques. Les mesures étaient effectuées avec un système de lecture équivalent à celui équipant le satellite ainsi qu'un phototube. Un oscilloscope mesura l'évolution temporelle moyenne du signal en sortie du phototube et du pré-amplificateur après la diode LE. Les paramètres τ_r , τ_l et f varient suivant la particule incidente mais aussi le système de lecture. Ceci serait dû aux différences entre les fonctions réponse spectrale des diodes et des phototubes (voir sous-section 2.5.1 pour la diode). En d'autres mots leurs fonctions T_{Ana} diffèrent. On peut en induire que le spectre des modes est fonction des particules incidentes. Si l'on considère la variation du poids f entre les mesures pour les muons et les carbones, celle-ci est de l'ordre de $\sim 4\%$. Elle ne saurait donc expliquer entièrement l'effet d'*anti-quenching* ($\sim 25\%$).

La forme des pics pour les particules légères pourraient tempérer en partie l'importance du phénomène d'*anti-quenching*. Si les distributions pour les ions carbone et plus lourds présentent le profil attendu, un gaussienne, et des largeurs comparables aux simulations GEANT4, il n'en est pas de même pour les particules plus légères, proton et hélium. Ceux-ci, tous comme les muons, sont mal ajustés par une fonction de Landau. Il y a donc incertitude sur la façon de déterminer le gain. Celle-ci correspond sur la courbe de *quenching* de la figure 3.44 à une incertitude sur la position verticale des protons et héliums. L'effet d'*anti-quenching* pourrait donc être grandement diminué, jusqu'à 10%, suivant l'interprétation qui est faite de leurs distributions.

L'origine de l'*anti-quenching* pourrait rester un mystère. Néanmoins le but du détecteur est d'observer les γ . Les ions n'interviennent que dans la calibration de l'appareil. Une correction empirique suffit donc tant qu'une reconstruction juste des événements γ est possible. Des essais en faisceaux d'électrons sur un assemblage en ligne de deux tours, calorimètre et trajectographe, suivis de deux autres calorimètres seront conduits en septembre 2006. L'analyse de

ces données permettra de valider la qualité des reconstructions et donc de la calibration.

Chapitre 4

Reconstruction en énergie par maximum de vraisemblance

Ce chapitre est dédié à la reconstruction de l'énergie initiale E_γ des photons. Le LAT doit être capable de mesurer E_γ dans un angle solide de 2.4π sr, pour des photons de 50 MeV à 300 GeV. Il existe à l'heure actuelle trois méthodes distinctes, toutes ayant leur domaine d'application de prédilection, basses énergies, grand angle d'incidence ou autre. Seule celle développée durant cette thèse sera exposée ici. Celle-ci reconstruit des énergies entre 50 MeV et 300 GeV, pour des angles d'incidence $\theta < 49^\circ$. Seuls les événements pour lesquels le trajectographe reconstruit une direction sont traités.

Avant d'aborder les problèmes de reconstruction, les processus physiques en jeu seront décrits, section 4.1. Au contraire des deux autres méthodes de reconstruction utilisées dans GLAST (voir annexes B et C), celle développée ici ne s'appuie pas explicitement sur les formules présentées dans cette section, néanmoins utiles pour la compréhension des phénomènes physiques. Ce parti pris s'explique par la complexité des effets géométriques (position des photons par rapport au détecteur) sur les mesures. Cet aspect des choses est explicité dans la section 4.2. Les trois sections suivantes donnent enfin les détails de la méthode. Celle-ci tente de s'affranchir des effets géométriques en construisant une nouvelle observable X_L , optimisée en fonction de l'énergie du photon, dont on déterminera en particulier les densités de probabilité (PDF). Ses caractéristiques et le calcul de ses PDF font l'objet de la section 4.3. L'optimisation de X_L n'est en fait possible que dans le cadre de différentes classes d'événements permettant de simplifier encore les effets géométriques. Ces classes seront définies en section 4.4. L'algorithme de reconstruction procède à un maximum de vraisemblance. Il est décrit dans la section 4.5. Dernièrement, les performances de la méthode sont étudiées et comparées à celles des deux autres, ceci dans la section 4.6.

4.1 Physique des gerbes électromagnétiques

4.1.1 Les processus créateurs

Au delà de 2×511 keV, un photon traversant un matériau peut interagir avec le champ des noyaux ou de leur nuage électronique en créant une paire électron-positon. Ces électrons créent à leur tour de nouveaux photons par rayonnement de freinage, ou bremsstrahlung. Si ces nouveaux photons ont une énergie encore supérieure à 2×511 keV, la cascade se poursuit. On désigne par gerbe électromagnétique ce phénomène. La figure 4.1 donne deux exemples de cascades à 100 MeV et 500 MeV produites par le simulateur du LAT. Un troisième exemple, à 10 GeV, est donné dans la figure 4.11.

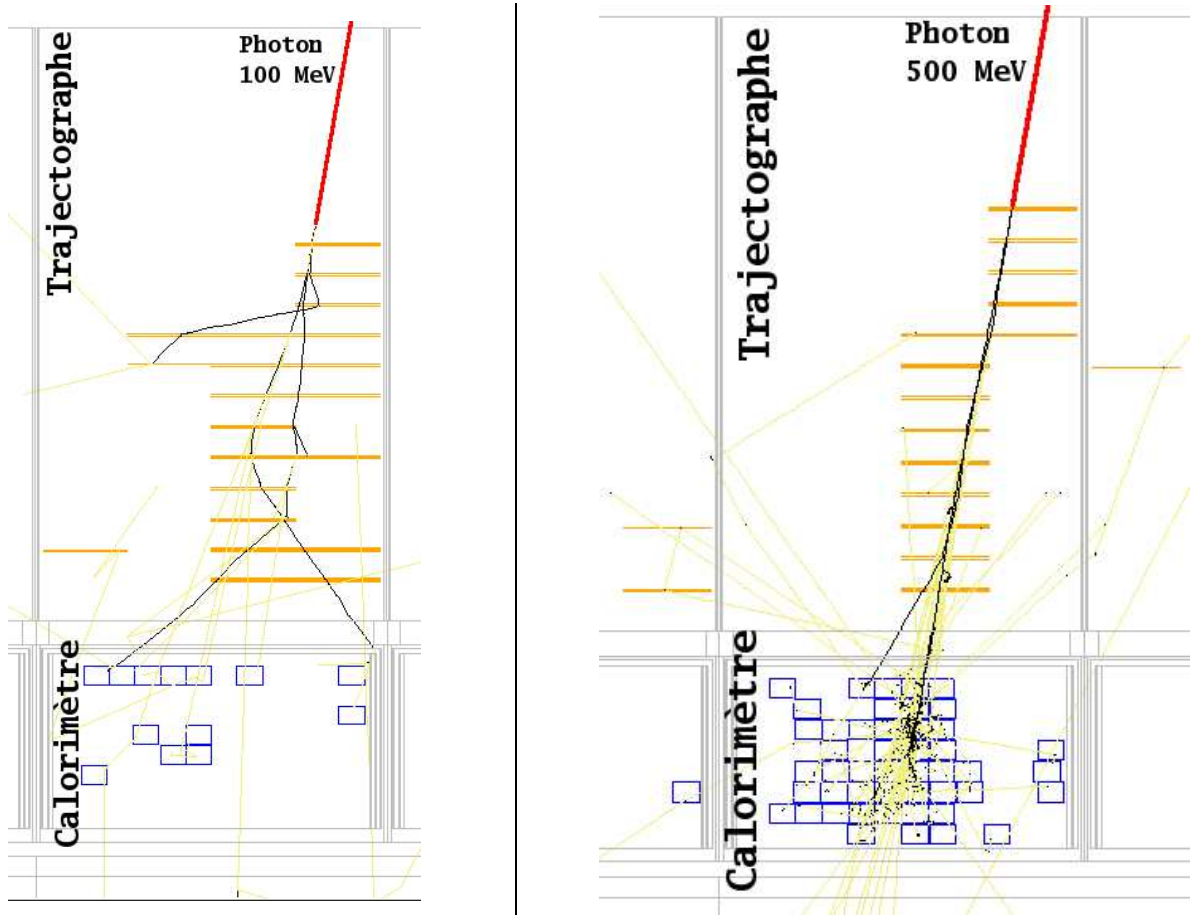
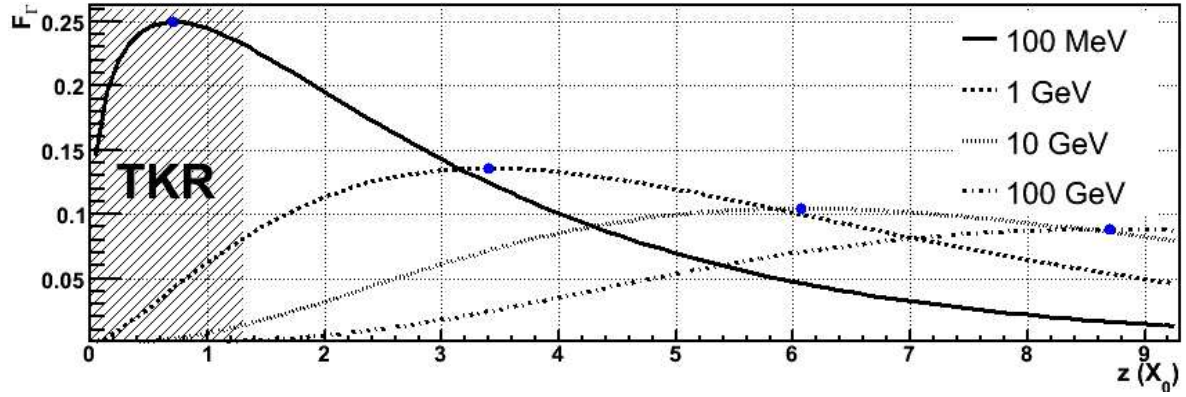


FIG. 4.1 – événements γ simulés à 100 et 500 MeV dans le LAT. La trajectoire du photon initial est en rouge, celle des électrons en noir et celle des photons secondaires en jaune. En orange et bleu sont les sections de matériau actif du trajectographe et du calorimètre dans lesquelles a eut lieu un dépôt d'énergie. Aux deux énergies, les photons initient une cascade d'électrons et de photons. Les électrons de l'événement à 100 MeV subissent une diffusion multiple importante comme en témoigne leur trajectoire. Un tel événement ne présente pas de symétrie de révolution autour de l'axe donné par la direction du photon. Cet effet devient moins sensible à plus haute énergie.

FIG. 4.2 – Distribution F_Γ en fonction de la profondeur z en longueurs de radiation.

Les deux processus en jeu consistent en une interaction avec les champs coulombiens du matériau traversé. On utilise leur longueur de radiation X_0 pour caractériser leur intensité et donc la propension des photons ou des électrons à interagir avec eux [12]. La longueur de radiation n'est fonction que du nombre de charges et de la masse d'un noyau. Une expression théorique existe [99], celle qui suit est une expression phénoménologique déterminée par Dhal [12] :

$$X_0 = \frac{716.4 A}{Z(Z+1) \log \left(287/\sqrt{Z} \right)} \text{ g cm}^{-2} \quad (4.1)$$

X_0 est défini comme la longueur moyenne parcourue par un électron pour perdre une fraction e^{-1} de son énergie. Un photon parcourt en moyenne $\frac{9}{7}X_0$ avant de se matérialiser en créant une paire d'électrons.

Les électrons ne perdent pas toute leur énergie par rayonnement. A basse énergie, l'ionisation du matériau est le processus privilégié. On définit l'énergie critique E_c comme celle séparant les deux régimes. En deçà de E_c , l'électron perd la plus grande partie de son énergie par ionisation. Au delà, l'énergie est perdue par bremsstrahlung. Cette énergie s'écrit [12] :

$$E_c = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1.2} \quad (4.2)$$

Cette énergie marque la fin d'une cascade. En moyenne, un électron atteignant E_c ne créera plus de nouveaux photons. La section suivante utilisera ce paramètre pour décrire la forme des gerbes.

4.1.2 Le profil des gerbes

La reconstruction a comme information de base l'énergie déposée dans les cristaux. Nous nous attacherons donc ici à décrire la distribution des dépôts d'énergie des gerbes électromagnétiques.

La description des gerbes donnée ici s'appuie sur celle faite par Grindhammer et Peters [53]. Les gerbes sont décrites en coordonnées cylindriques $(\mathbf{U}_r, \mathbf{U}_\varphi, \mathbf{U}_z)$, comme indiqué sur la figure 4.4. L'origine est placée au départ de la gerbe, c'est-à-dire au point de conversion en électrons du photon initial. L'axe z est donné par la direction initiale du photon. r est la distance à l'axe. On décrit les dépôts d'énergie moyens en découplant les variables de la façon suivante :

$$\left\langle \frac{dE(z, r)}{E_\gamma} \right\rangle = f(z)g(z, r) \quad (4.3)$$

f est la densité d'énergie déposée en moyenne dans une tranche $[z, z + dz]$. On la nommera densité d'énergie longitudinale moyenne. $g(z, r)$ est la fraction moyenne de la densité $f(z)$ déposée dans une section $[r, r + dr]$ du plan d'altitude z .

Le dépôt $\langle dE \rangle$ ne dépend pas de φ . Cette symétrie de révolution est valable car on s'intéresse à la distribution moyenne des dépôts d'énergie. Notons qu'un événement individuel peut s'éloigner très fortement d'une telle symétrie. C'est le cas de l'événement à 100 MeV présenté sur la figure 4.1. A cette énergie, guère plus d'une demi-dizaine de paires e^+e^- sont créées. De plus leur trajectoire est fortement soumise à la diffusion multiple (voir sous-section 3.1.2), ce qui contribue à briser la symétrie de révolution. C'est déjà moins le cas à 500 MeV. Au-dessus de 5 GeV, les dépôts pour chaque événements deviennent suffisamment proches des valeurs moyennes pour qu'une méthode de reconstruction individuelle des événements puisse se baser sur un ajustement des données à ces dernières [22].

Les formes analytiques des fonctions f et g utilisées ici et les fluctuations par rapport à celles-ci correspondent à celles données par Grindhammer et Peters. Elles furent vérifiées dans le cadre de simulation Monte-Carlo utilisée par GLAST à plusieurs reprises, par R. Terrier [98] pour GEANT3, par P. Bruel [22] pour GEANT4.

Le profil longitudinal

Longo et Sestili [38] proposèrent d'utiliser la distribution Gamma pour décrire le profil longitudinal moyen des cascades. La distribution des dépôts d'énergie dans une tranche z s'écrit :

$$f(z) = F_\Gamma(z) = \frac{(\beta z)^{\alpha-1} \beta \exp(-\beta z)}{\Gamma(\alpha)} \quad (4.4)$$

Avec :

- β est un paramètre d'échelle.
- α est un paramètre de forme.
- z est la profondeur dans la gerbe, en X_0 , c'est-à-dire la distance au premier point de création de paire projetée sur l'axe donnant la direction du photon.

La figure 4.2 illustre les distributions moyennes. Les paramètres α et β peuvent s'exprimer en fonction du centre de gravité X_c et du maximum X_T de la distribution. La variation logarithmique en fonction de l'énergie de ces deux termes est très usitée par les méthodes de reconstruction. Le logarithme dans ces variations provient simplement du fait que la cascade se développe en multipliant son nombre d'électrons. Cette multiplication s'arrête lorsque les pertes par ionisation deviennent prépondérantes. Les formules sont :

$$X_c = \frac{\alpha}{\beta} \quad (4.5a)$$

$$X_T = \frac{\alpha - 1}{\beta} \quad (4.5b)$$

$$X_T \sim \log \frac{E}{E_c} \quad (4.5c)$$

$$\alpha = 2.496 + 0.517 \log \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right) \quad (4.6a)$$

$$\beta = 0.44 + 0.00126 \log \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}} \right) \quad (4.6b)$$

Les paramètres X_c et X_T sont ici exprimés en X_0 . Les paramétrisations de α et β données ici sont trouvées à partir de la simulation de l'instrument. Il en existe de plus générales en fonction de la nature des matériaux traversés [53].

Dans le cadre de la reconstruction, il faut encore comprendre les fluctuations autour du profil moyen $f(z)$ qui ont un poids considérable sur la résolution minimale en énergie atteignable par le calorimètre. Les fluctuations sur les paramètres $\log(\alpha)$ et $\log(X_T)$ sont corrélées, mais modélisables par une double gaussienne [22] dont les largeurs et moyennes varient selon $\log(E)$.

Individuellement, chaque gerbe ne présente pas toujours un profil en F_T . Des fluctuations ont lieu qui, localement, ne s'ajustent pas à ce profil. L'amplitude de l'écart à un profil moyen est fonction de la profondeur z . Les amplitudes sont plus importantes avant le maximum X_T qu'après [22]. En effet, la population d'électrons n'augmente plus à partir de X_T . Qui plus est, l'énergie totale de cette population est répartie de façon homogène. Elle est de l'ordre de E_c ($E_c = 30$ MeV dans le CsI) au niveau de X_T . En amont de X_T au contraire, la population d'électrons est en expansion. Leur énergie varie donc approximativement d'un facteur deux suivant leur rang de création dans la cascade. On considère que les fluctuations ne sont pas autre chose que de petites gerbes. Ces fluctuations s'expriment alors à l'aide d'une distribution Gamma. Leurs paramètres α' et β' sont en fonction uniquement de l'amplitude a de la variation stochastique dans la résolution calorimétrique (voir équation 1.3) :

$$\begin{aligned}\alpha' &= \frac{dE(z)}{a^2} \\ \beta' &= \frac{1}{a^2}\end{aligned}\tag{4.7}$$

Le profil latéral

Une paramétrisation proposée par Grindhammer [54] distingue deux parties dans le profil latéral moyen. L'un est le cœur de la gerbe, l'autre l'enveloppe :

$$g(r, z) = \rho \frac{2rR_c}{(r^2 + R_c^2)^2} + (1 - \rho) \frac{2rR_e}{(r^2 + R_e^2)^2}\tag{4.8}$$

avec :

- $0 < \rho < 1$ le poids relatif du cœur par rapport à la queue.
- R_c l'extension du cœur.
- R_e l'extension de l'enveloppe.

Ces trois termes dépendent non pas de la profondeur z mais du rapport $\frac{z}{X_T}$. L'extension R_c du cœur est linéaire par rapport à celle-ci, alors que R_e est minimale en 1 mais varie du simple au double entre cette valeur et 0.5 ou 3 [53].

Les fluctuations autour de cette distribution ne se décrivent pas simplement car elles sont fortement dépendantes des fluctuations longitudinales. Une caractérisation est proposée dans [53]. En tout état de cause, les effets imputables à la géométrie de GLAST sont tels que ces fluctuations paraissent d'une importance moindre.

Une figure utile dans la calorimétrie est le rayon de Molière R_M . Dans ce rayon autour de l'axe de la gerbe se dépose en moyenne 90% de l'énergie du photon. Le rayon de Molière permet donc de déterminer l'importance potentielle des fuites latérales. Dans le CsI(Tl) on a $R_M \sim 38$ mm.

4.1.3 Conclusions

Selon les expressions données des densités moyennes, un certain nombre de paramètres permettent de caractériser le comportement moyen des gerbes :

1. Le point de départ de la gerbe : le lieu de la première création de paire.
2. La direction générale de la gerbe : c'est la direction initiale du photon.

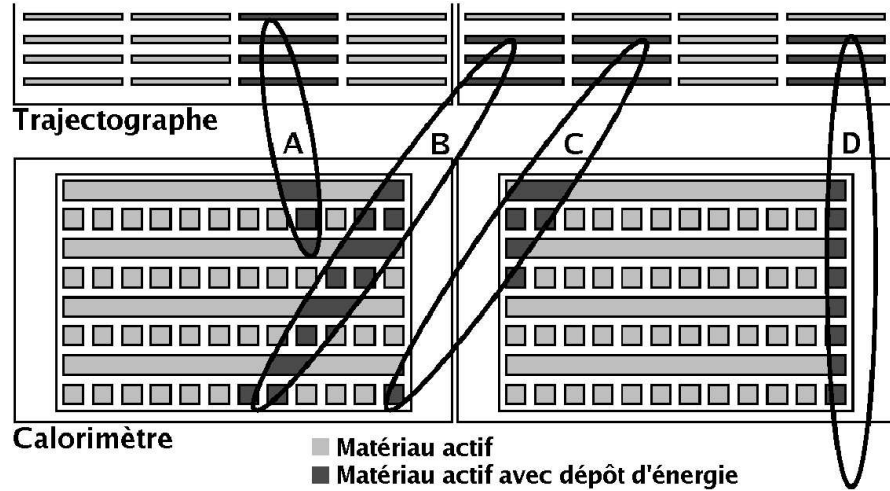


FIG. 4.3 – Exemple d'événements possibles. La gerbe *A* touche le centre d'un module calorimétrique. C'est un événement bien contenu à moins que trop d'énergie ne se dépose dans le trajectographe. La gerbe *D* est moins bien contenue que *B* et *C* car elle est proche des bords comme eux mais avec une incidence verticale. Ses fuites sont latérales et leur importance dépend simplement de la distance aux bords de l'axe de la gerbe. A incidence basse la dépendance est plus complexe comme l'illustre les gerbes *B* et *C*, même incidence, distance aux bords similaires, mais pour une quantité de fuites différentes.

3. L'énergie, ou de façon équivalente (en se limitant à la l'étude des profils moyens) l'un des paramètres X_T , X_c , α et β : C'est ce que l'on cherche.

Les deux premiers paramètres sont reconstruits en premier lieu par le trajectographe lorsque celui-ci est disponible et, au delà de $E_\gamma \sim 5$ GeV, en second lieu par le calorimètre. Nous nous limitons au cas où le trajectographe est disponible. La seule inconnue à ce niveau de l'analyse est donc l'énergie que l'on cherche.

Les fluctuations autour des valeurs moyennes sont très importantes en deçà de quelques GeV. C'est pourquoi une reconstruction par ajustement au profil moyen n'est disponible qu'au delà. La méthode de reconstruction proposée ici prend en compte les fluctuations en l'optimisant pour à la réponse la plus probable de l'instrument à un photon, ceci en fonction, entre autre, des trois paramètres énoncés plus haut, et en particulier E_γ .

4.2 Les gerbes vues par le LAT

La figure 4.1 donne deux exemples d'événements γ simulés dans le LAT. Ces événements apparaissent dans le trajectographe. On peut voir qu'un certain nombre de particules sont produites et déposent de l'énergie dans le trajectographe. Elles s'enfuient aussi souvent par ses bords. L'énergie déposée là ou s'enfuyant par les côtés est perdue pour le calorimètre et donc *a priori* pour la reconstruction de l'énergie. On utilise dans ce chapitre la dénomination de « pertes » l'énergie ainsi perdue en amont du calorimètre. L'un des buts de la reconstruction sera de déterminer des observables du trajectographe les quantifiant.

Les matériaux actifs du détecteur sont ceux signalant ou mesurant les dépôts d'énergie (Si dans le trajectographe, CsI(Tl) dans le calorimètre). Suivant la position de la gerbe dans le détecteur, seule une fraction des dépôts d'énergie se fera dans un matériau actif. Une gerbe avec une fraction trop faible de ses dépôts dans le matériau actif est dite mal contenue, terme qui par la suite sera quantifié. La figure 4.3 schématise différents cas possibles de répartition des dépôts

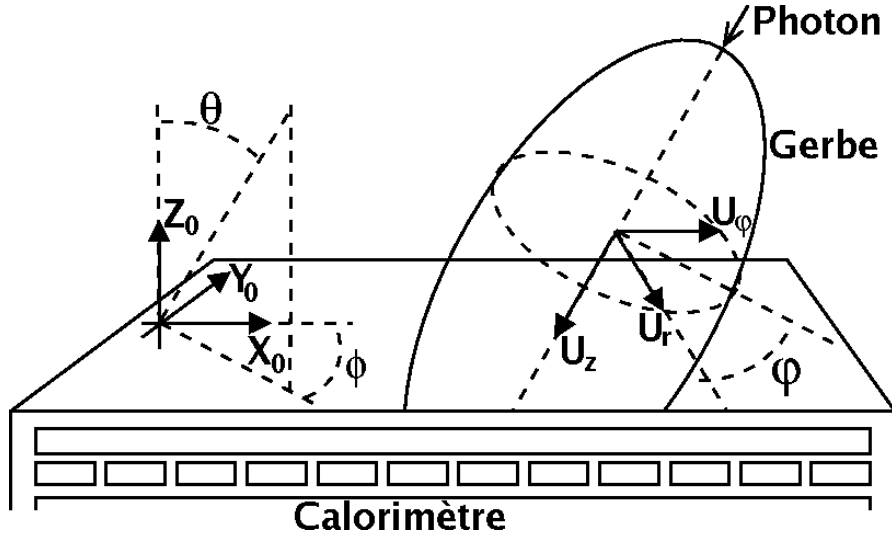


FIG. 4.4 – Repères utilisés. La gerbe est décrite dans un repère cylindrique d'axe la direction du photon initial. Un repère cartésien est mieux adapté à la géométrie du LAT. On note θ l'angle entre \mathbf{Z}_0 et \mathbf{U}_z , ϕ la projection de φ sur le plan $(\mathbf{X}_0, \mathbf{Y}_0)$

d'énergie. La gerbe D est particulièrement mal contenue. Celle-ci se développe sur le bord d'un module calorimétrique. Ce développement n'est pas fini lorsqu'arrive la dernière couche et une partie de l'énergie s'échappe alors. Le détecteur ne peut donner aucune mesure directe de l'énergie déposée dans les matériaux non-actifs ou s'étant échappée hors du calorimètre. On désigne par le terme de « fuites » les effets de l'énergie s'enfuyant au niveau ou en aval du calorimètre.

Pertes et fuites d'énergies sont autant d'information manquante pour le calorimètre. Procéder à une reconstruction de l'énergie passe par une quantification de ces effets. C'est-à-dire que l'on veut corriger le dépôt d'énergie mesuré dans le calorimètre mais aussi sélectionner voire rejeter les événements suivant l'estimation qui est faite de l'importance des effets. Dans ce but, et avant de déterminer précisément l'origine des pertes et des fuites, on cherche maintenant à mieux cerner la façon dont le détecteur observe les gerbes. On constate ainsi que le LAT et les gerbes n'ont pas les mêmes symétries et qu'il n'y a donc pas de repère approprié aux deux à la fois, sous-section 4.2.1. Une illustration détaillée de cela est proposée dans la sous-section 4.2.2. Après cette digression, on définit deux comportements type des gerbes dans le LAT, le comportement « plan » dans la sous-section 4.2.3 et le comportement « longitudinal » dans la sous-section 4.2.4. C'est en réponse à ces comportements que l'on construira une nouvelle variable X_L et des classes d'événements.

4.2.1 Repères pour le LAT et les gerbes

Cette sous-section cherche à adapter aux particularités du LAT les paramètres nécessaires à la caractérisation d'une gerbe. Pour cela, il faut en premier lieu déterminer un repère adapté à la géométrie du LAT.

Sur un accélérateur, toutes les particules semblent surgir d'un seul et unique point. Le calorimètre possède dès lors une géométrie adaptée dirigée vers ce point. Ainsi le calorimètre électromagnétique de l'expérience BaBar est composé de tuiles de CsI(Tl) de forme conique, d'une épaisseur de $1 R_M$, plus étroites vers le point d'interaction qu'à l'opposé. Cette forme est très bien adaptée à la mesure pour de l'énergie de gerbes issues de photons ¹. De plus,

¹Par contre le champ magnétique mis en place pour la trajectographie peut courber la trajectoire à tel point

afin d'éviter qu'une particule puisse s'échapper sans passer par le calorimètre, celui-ci entoure autant que se peut le point d'interaction et couvre 90% des 4π sr d'angle solide [72]. A l'exact opposé, le LAT est un point dans l'espace, vers lequel quelques photons daigneront se diriger. Leur angle mais aussi leur point d'impact sont des paramètres libres. Le LAT est donc conçu sans prédispositions par rapport à ceux-ci. C'est un empilement de rangées de briques tétraogonales. Un repère cartésien est le plus à même de décrire simplement ce système [94] :

1. \mathbf{Z}_0 , donné par l'alignement calorimètre et trajectographe.
2. les axes horizontaux $(\mathbf{X}_0, \mathbf{Y}_0)$, donné par la base carrée des tours, l'alignement des cristaux de CsI(Tl).

\mathbf{X}_0 est arbitrairement fixé parallèlement à l'alignement des cristaux de CsI(Tl) les plus hauts. L'origine du repère est le centre de GLAST, au milieu des seize tours, entre le calorimètre et le trajectographe. On parlera de la partie du calorimètre proche du trajectographe comme du « haut » du calorimètre en opposition avec les couches à l'opposé du trajectographe, le « bas » du calorimètre. Ainsi les gerbes se déplacent du haut vers le bas. Les deux repères sont illustrés sur la figure 4.4.

La sous-section 4.1.2 définit un repère adapté à la description des gerbes. Il s'agit d'un repère cylindrique d'axe la direction du photon. Par rapport au système d'axes du LAT, ce repère peut se décrire avec :

1. L'angle d'incidence θ , entre l'axe de la gerbe et l'axe donné par \mathbf{Z}_0 .
2. L'angle azimutal ϕ , projection de l'angle φ dans le plan le plan $(\mathbf{X}_0, \mathbf{Y}_0)$.
3. L'altitude Z_γ sur \mathbf{Z}_0 du départ de la gerbe, soit la hauteur à laquelle a lieu la première création de paire.
4. Un paramètre d'impact. A priori la position dans le plan $(\mathbf{X}_0, \mathbf{Y}_0)$ du rayon γ ou du cœur de la gerbe, son intérêt est surtout de caractériser la proximité de la gerbe aux bords verticaux des modules calorimétriques et plus précisément les fuites qui en découlent. Dans cette optique des observables lui seront substituées, différentes suivant l'inclinaison et l'énergie initiale du photon. Cela sera vu dans la section 4.4. L'analyse sera menée en considérant que le calorimètre est constitué d'un seul module, et ces observables seront toutes deux définies par rapport à son centre. Ceci se justifie, voir sous-section 4.2.3, étant donnée l'étendue latérale moyenne du cœur d'une gerbe ($R_M = 38$ mm).

Chacun de ces paramètres est *a priori* reconstruit par le LAT, indépendamment de cette méthode. Il s'agit donc de paramètres fixes dont on veut mesurer l'impact sur la reconstruction de l'énergie.

4.2.2 Effets sur les observables de base

On définit tout d'abord quelques observables :

- q_i est l'énergie mesurée dans la couche i du calorimètre.
- Q_γ est l'énergie totale mesurée dans le calorimètre. On a donc $Q_\gamma = \sum q_i$. C'est la mesure la plus basique de E_γ .
- La position d'un dépôt d'énergie dans un cristal correspond à :
 - + Sur son axe longitudinal : la position moyenne du dépôt mesurée grâce à l'atténuation dans le barreau (voir sous-section 2.4.2).
 - + Sur son axe transversal et en hauteur : la position du centre du cristal.
- Le centroïde de l'énergie dans le calorimètre est la somme des positions des dépôts d'énergie pondérés par la fraction de Q_γ dans le cristal. Cette observable correspondrait à X_c dans le cas d'un calorimètre hodoscopique parfait, sans pertes ni fuites.

qu'elle n'atteigne jamais le calorimètre

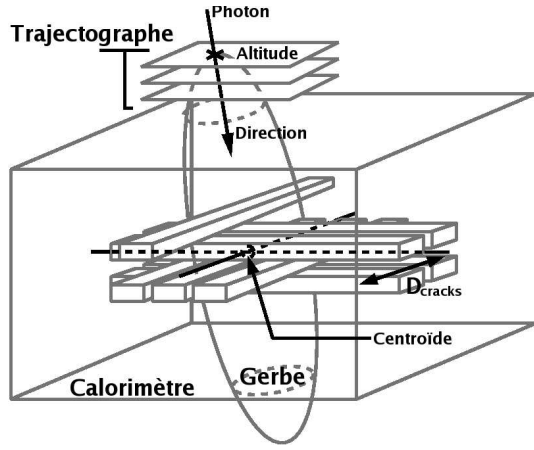


FIG. 4.5 – Définition de D_{cracks} . Le centroïde de l'énergie déposée est représenté par un cercle. Les droites horizontales se rencontrant à ce point indiquent les distances du centroïde aux parois verticales de la tour. D_{cracks} est la plus petite de ces quatre.

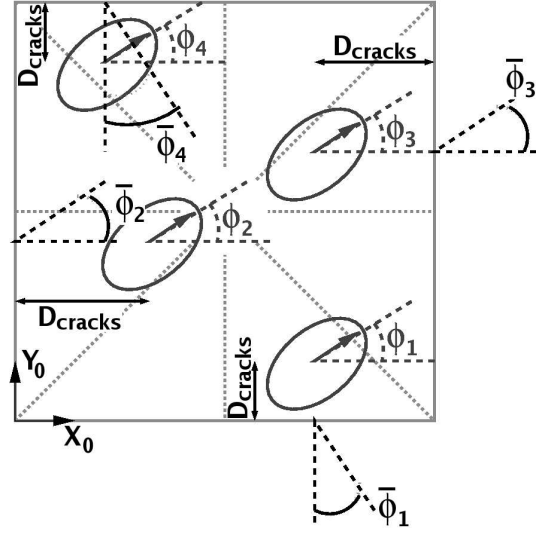


FIG. 4.6 – Définition de $\bar{\phi}$. Le carré représente un module calorimétrique et les ellipses des gerbes. Les axes de symétrie sont dessinés en pointillé. Ils permettent de déterminer D_{cracks} . Pour chaque gerbes sont indiquées ϕ et $\bar{\phi}$.

- D_{cracks} est la distance du centroïde au bord vertical de la tour contenant le centroïde. Elle caractérise la proximité d'une gerbe aux bords verticaux des modules calorimétriques. En d'autres mots, c'est l'une des deux observables se substituant au paramètre d'impact (voir sous-section 4.2.1). Cette observable est schématisée sur la figure 4.5.
- $\bar{\phi} = \phi - \frac{\pi}{2}\delta$ avec $\delta = 0, 1, 2, 3$ suivant si le centroïde est plus proche d'une paroi parallèle à \mathbf{X}_0 ou \mathbf{Y}_0 , comme indiqué sur la figure 4.6. $\bar{\phi}$ est à valeur dans $[0, \pi[$. Cette observable a l'avantage d'un comportement similaire que la paroi la plus proche du centroïde soit parallèle à \mathbf{X}_0 ou \mathbf{Y}_0 .

Notons que $\bar{\phi}$ n'est utilisée que dans le cadre de cette sous-section qui elle-même n'a qu'une valeur d'illustration. Les résultats quantitatifs présentés maintenant ne seront pas repris dans le reste du chapitre.

La figure 4.6 schématise les valeurs de D_{cracks} et $\bar{\phi}$ où se trouve le centroïde dans un module calorimétrique. Un module présente deux plans de symétrie verticaux qui sectionnent ses arêtes horizontales, symbolisés sur la figure par les droites verticales et horizontales. Si l'on oublie l'orientation des barreaux, on peut ajouter deux autres plans de symétrie verticaux. Ils sont symbolisés par des diagonales sur la figure 4.6. Ces deux derniers plans sectionnent le calorimètre en quartiers. La paroi la plus proche d'un centroïde correspond à celle délimitant le quartier dans lequel se trouve le centroïde. De plus, $\bar{\phi}$ est égale à ϕ ($\bar{\phi}_2$ et $\bar{\phi}_3$) pour des centroïdes dans les quartiers Est et Ouest de la figure, elle est translatée de $\frac{\pi}{2}$ ($\bar{\phi}_1$ et $\bar{\phi}_4$) pour les quartiers Nord et Sud.

La figure 4.7 illustre la dépendance en ϕ et θ des observables q_i . On ne considère que des événements proches des bords ($40 < D_{cracks} < 60$, voir la sous-section suivante pour une illustration de D_{cracks}) et on utilise $\bar{\phi}$ afin d'obtenir un comportement similaire entre des centroïdes dans les quartiers Est et Nord, et Ouest et Sud. On s'aperçoit que les valeurs moyennes $\langle q_i \rangle$ oscillent en fonction des axes de symétrie du LAT, les ventres et les bosses se situant toujours à $|\bar{\phi}| = 0, \frac{\pi}{4}$ ou $\frac{\pi}{2}$. Malgré cela, les oscillations se déphasent de $\frac{\pi}{2}$ entre la couche 0 et la couche 7. L'amplitude de ces oscillations est plus grande pour les incidences

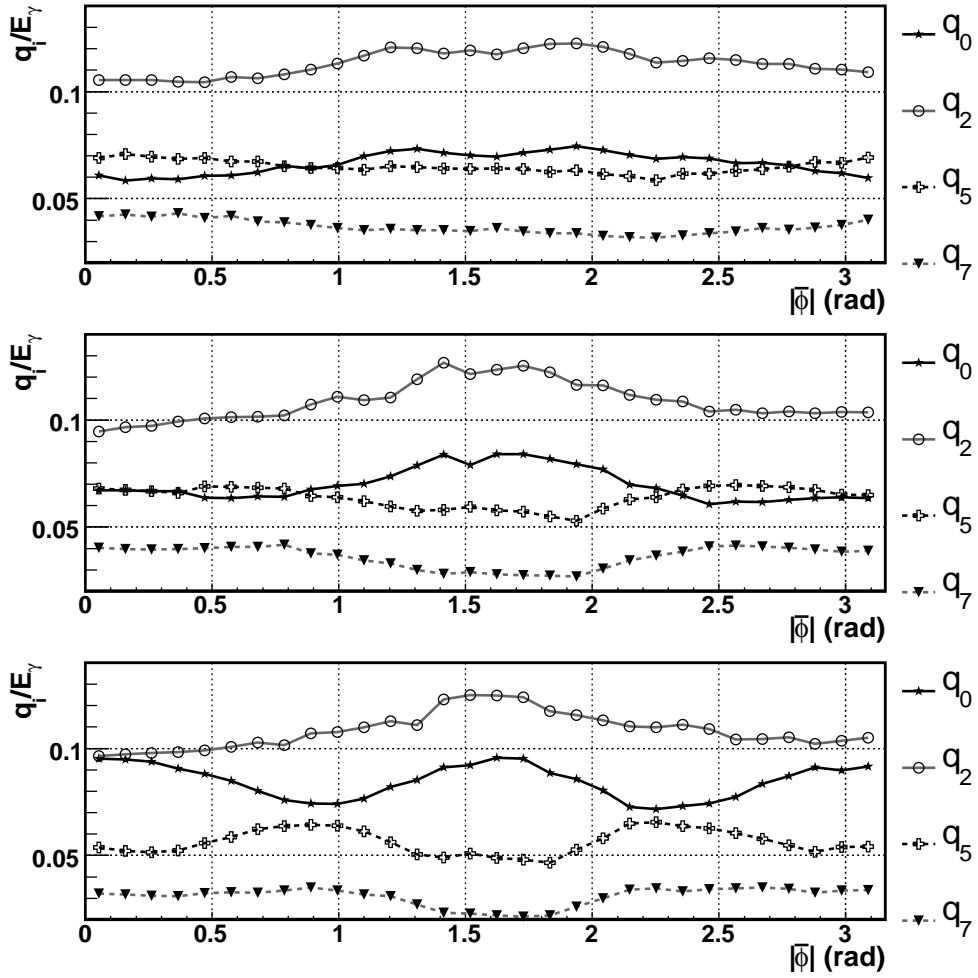


FIG. 4.7 – $\langle \frac{q_i}{E_\gamma} \rangle$ en fonction de $\bar{\phi}$, pour des événements proches des bords des tours ($40 \text{ mm} < D_{cracks} < 60 \text{ mm}$) et $Q_\gamma > 0.4E_\gamma$, avec $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$ et $\theta = 18^\circ, 32^\circ, 41^\circ$ de haut en bas. Les énergies déposées ne dépendent pas uniquement de la profondeur mais de façon non-triviale de $\bar{\phi}$ et θ . $\bar{\phi}$ oscille en corrélation avec les axes de symétrie du LAT.

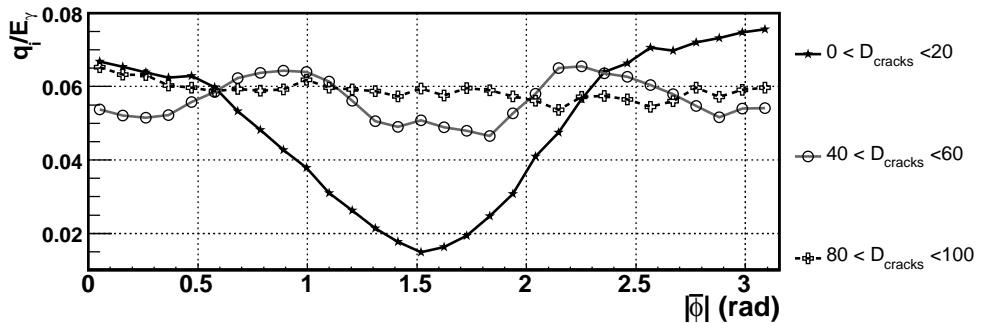


FIG. 4.8 – $\langle \frac{q_5}{E_\gamma} \rangle$ en fonction de $\bar{\phi}$ et D_{cracks} . L'amplitude des variations décroît lorsqu'on s'éloigne des bords. On choisi ici $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$ et $\theta = 41^\circ$.

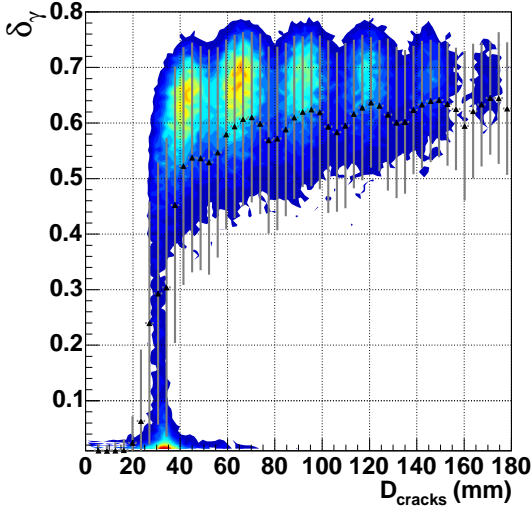


FIG. 4.9 – δ_γ en fonction de D_{cracks} pour $E_\gamma = 10 \text{ GeV}$, $\theta = 0^\circ$. Les triangles indiquent les moyennes et les barres d'erreur les RMS. Les effets des fuites radiales entre barreaux et dans les hors des tours sont marqués.

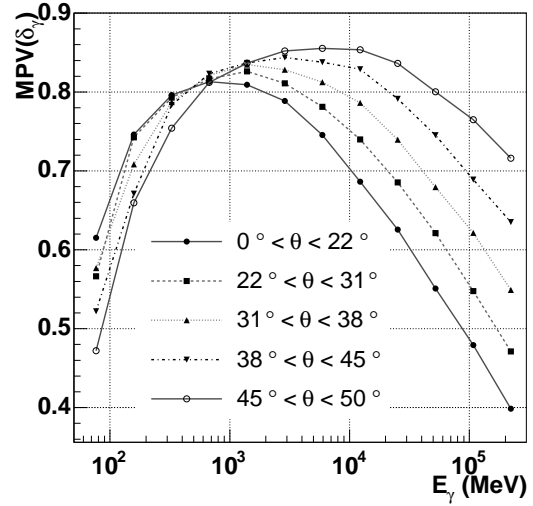


FIG. 4.10 – MPV des distributions de δ_γ en fonction de E_γ pour diverses valeurs de θ . Une transition d'un régime dominé par les pertes dans le trajectographe vers un dominé par les fuites par le bas du calorimètre.

basses ($\theta = 41^\circ$). Ces oscillations tendent à s'effacer lorsque les centroïdes se rapprochent du centre des tours ($D_{cracks} = 187.25 \text{ mm}$). C'est ce qui est mis en évidence sur la figure 4.8. Ces oscillations reflètent donc l'importance des fuites au niveau de chaque couche.

La figure 4.3 schématise ce comportement avec les gerbes B et C . Ces dernières ont la même inclinaison et la même valeur D_{cracks} . Leur valeurs $\bar{\phi}$ diffèrent par contre, avec C de type $\bar{\phi}_2$ et B de type $\bar{\phi}_3$. Cette observable est en fait caractéristique de la quantité de matériau actif traversé par la gerbe. Elle met en évidence la complexité du comportement des observables du calorimètre pour des événements hors axe ($\theta \neq 0$). Ce comportement est une fonction non-triviale des angles θ et ϕ mais aussi du point d'impact de la gerbe. Les comportements sont surtout antithétiques entre les observables q_i , $\langle q_2 \rangle$ étant maximale lorsque $\langle q_5 \rangle$ est minimale. A grand angle, il n'est plus possible de décrire la gerbe selon des fonctions $f(z)$ et $g(z, r)$.

Pour simplifier l'étude, on se place jusqu'à la section 4.4 à $\theta = 0$. De plus, on néglige la dépendance en ϕ du comportement de la gerbe. En d'autres mots des paramètres additionnels donnés en sous-section 4.2.1 ne restent que l'altitude de départ et le paramètre d'impact. Dans ces conditions, le comportement de la gerbe peut se décrire en utilisant la décomposition indiquée dans l'équation 4.3. On s'intéresse maintenant au comportement plan ($\mathbf{X}_0, \mathbf{Y}_0$) et au comportement longitudinal (\mathbf{Z}_0) de la gerbe.

4.2.3 Comportement plan

On s'intéresse ici à la fraction $g(i, r)$ (équation 4.3) de l'énergie déposée dans une couche i du calorimètre. C'est là la fraction d'énergie déposée dans le matériau non-actif de la couche. Pour les étudier, on introduit le paramètre $\delta_\gamma = \frac{Q_\gamma}{E_\gamma}$ dit contenance de la gerbe.

Les effets de fuites latérales sont illustrés sur la figure 4.9. L'espace entre le CsI(Tl) et le bord des tours est la raison de la perte brutale de contenance δ_γ à $D_{cracks} = 34 \text{ mm}$. La gerbe D de la figure 4.3 illustre ce cas. Son observable D_{cracks} aurait une valeur $D_{cracks} \in$

[34 mm, 50 mm]. Les pertes de contenance plus petites et périodiques sont le résultat des interstices entre cristaux (2.28 mm). Des considérations géométriques donnent que, pour $\theta = 0^\circ$, 6% des γ atteignant une couche se glissent entre les cristaux sans les traverser. Cette proportion décroît en fonction de ϕ et θ . Ces effets secondaires seront ignorés. Au-dessus de $D_{cracks} = 80$ mm, il n'y a plus de perte de contenance (hors les effets secondaires précédents). Celle-ci perd ensuite 2% pour $D_{cracks} \sim 70$ mm et encore 5% additionnels pour $D_{cracks} \sim 50$ mm. L'effet des fuites latérales est donc sensible ($> 2\%$) sur une distance de l'ordre de $1 R_M$ (soit 1.4 largeurs de barreau).

La méthode exposée ici n'effectue pas directement une correction des pertes de contenance en-dessous de 80 mm. En effet, la largeur des cristaux étant comparable à R_M , il est difficile d'extraire de l'information sur le développement latéral des gerbes. C'est particulièrement vrai en-dessous de quelques GeV. Le fait de ne pas corriger par un apport extérieur, profil radial moyen ou autre, pour les pertes d'information que représentent les fuites latérales signifie que, pour les événements proches des bords, les corrélations se diluent entre observables du LAT et valeurs Monte-Carlo. Cela au moins ne peut être ignoré. Des classes d'événements basées sur des sélections géométriques sont créées à cet effet. Les événements sont donc traités différemment suivant leur qualité, définie selon des critères qui seront explicités en sous-section 4.4. Avant cela, les figures seront implicitement créées en ne considérant que les événements non-affectés par les fuites radiales.

4.2.4 Comportement longitudinal

La contenance de la gerbe, présentée sur la figure 4.11, est aussi fonction des paramètres longitudinaux de la gerbe. Ces effets sont de deux types. Sur la figure 4.11, on voit que la gerbe se développe déjà dans le trajectographe. Certains des premiers électrons n'atteignent jamais le calorimètre. En effet les gerbes perdent dans le trajectographe une fraction parfois importante de leur énergie. Cette fraction dépend de Z_γ , de l'épaisseur des couches traversées et de l'inclinaison. Elle est particulièrement grande à basse énergie. Ainsi à 100 MeV sur axe, le calorimètre doit en moyenne se contenter de 65% de l'énergie initiale du photon. A l'opposé, un grand nombre de photons sur la figure 4.11 s'échappent du calorimètre, comme se voit dans la couche 7. Les gerbes peuvent en effet ne pas se terminer dans le calorimètre. A haute énergie, une large fraction de l'énergie d'une gerbe fuit par le bas du calorimètre ($\sim 50\%$ de E_γ sur axe à 100 GeV).

L'importance des fuites longitudinales est quantifiée sur la figure 4.10. Une transition se devine vers 2 GeV entre un régime de pertes dans le trajectographe à un régime de fuites d'échappement par le bas du calorimètre. Autour de 2 GeV, il y a égalité entre les pertes et les fuites. Sur axe, la fonction F_Γ indique des fuites de 5% en moyenne.

4.2.5 Conclusions

La description du comportement moyen des gerbes dans le LAT nécessite au moins quatre paramètres. L'un d'entre eux, E_γ , décrit surtout le comportement physique intrinsèque de la gerbe. Les trois autres, Z_γ , paramètre d'impact et θ , jouent de façon complexe sur l'importance des pertes et des fuites, donc sur δ_γ . Ils jouent en particulier sur l'importance des fuites latérales. On s'intéressera à ces effets à partir de la section 4.4.

Même sans fuites latérales, l'observable Q_γ n'est jamais une mesure efficace de E_γ . En effet, les événements déclenchant dans le trajectographe y déposent de l'énergie. Et lorsque ces pertes deviennent négligeable, c'est au tour des fuites d'échappement de prendre le relais. Pour remédier à ceci, une nouvelle observable X_L est définie. C'est l'objet de la prochaine section.

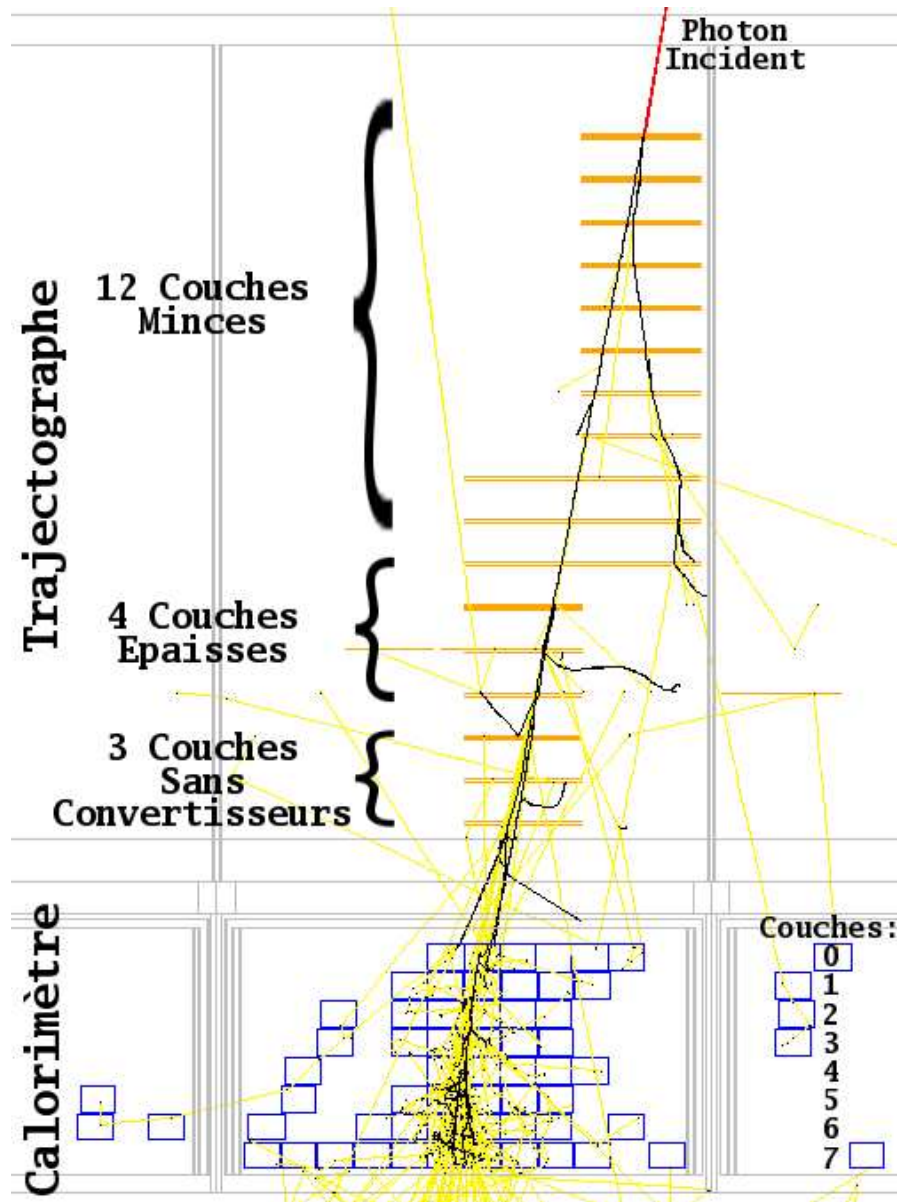


FIG. 4.11 – Simulation d'un événement γ à 10 GeV dans GLAST. Les photons sont indiqués en jaune, les électrons en noir. Les pistes du trajectographe et les sections de CsI(Tl) où les particules déposent de l'énergie sont marquées en orange et en bleu. La quantité d'énergie déposée dans le trajectographe dépend de la hauteur de la première conversion et de l'épaisseur des convertisseurs des couches traversées. Elle est donc plus importante dans les quatre couches épaisses. Les huit couches du calorimètre épaisses peuvent ne pas suffire à contenir la gerbe. On voit ici un grand nombre de photons s'échapper par le bas de la septième couche.

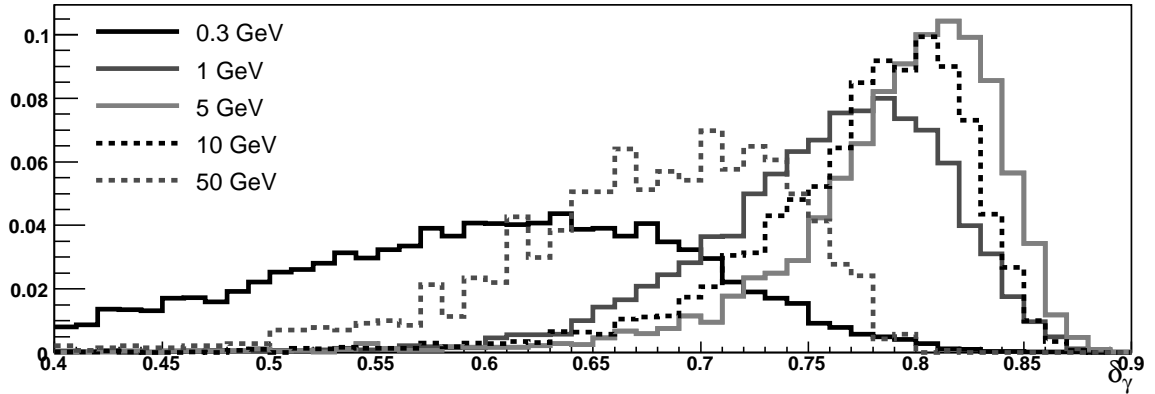


FIG. 4.12 – PDF de δ_γ pour diverses énergies, avec $\theta = 32^\circ$.

4.3 Création des densités de probabilité de X_L

La définition de l'observable X_L fait l'objet de la sous-section 4.3.1. Son optimisation, qui utilise le principe de réduction de variance, est traitée en sous-section 4.3.2. Enfin le calcul des PDF est donné en sous-section 4.3.3.

4.3.1 Une nouvelle observable, X_L

La figure 4.12 représente des distributions normalisées de δ_γ pour des photons à 32° d'incidence. De part les effets longitudinaux décrits en sous-section 4.2.4, ces distributions présentent un aspect non-gaussien. De plus, les queues, les largeurs et les énergies les plus probables (MPV) diffèrent suivant E_γ . Ces largeurs donnent les limites basses de la résolution d'une méthode de reconstruction utilisant Q_γ uniquement. La variation des MPV en fonction de E_γ implique des corrections non-linéaires de biais. La reconstruction ne pourrait donc jamais atteindre les limites basses de résolution. Pour répondre à ces problèmes, la méthode dite de la « dernière couche » fut développée par R. Terrier [98]. Fonctionnant pour $E_\gamma \gtrsim 1$ GeV (requérant $Q_\gamma \leq 1$ GeV) et $\theta < 26^\circ$, elle définit une nouvelle observable basée sur Q_γ mais réduisant ses RMS des variations dûes aux fuites d'échappement. La méthode présentée ici est une extension de ce travail.

Utilisation de la dernière couche : q_7

La variance des distributions Q_γ , à E_γ fixée, est entre autre provoquée par des fluctuations dans le développement de la gerbe. Deux gerbes avec les mêmes paramètres (E_γ , altitude de départ Z_γ , paramètre d'impact tel D_{cracks} , ...) peuvent en effet ne pas se développer pareillement. Les fuites d'échappement fluctuent donc. C'est autant d'information perdue dans Q_γ mais dont la trace perdure encore dans d'autres observables. Ces dernières corrèleront positivement avec l'énergie manquante, donc négativement avec Q_γ . De cette sorte, à des fluctuations basses de Q_γ répondront en moyenne des fluctuations hautes de l'observable. En d'autres termes, ces nouvelles observables permettent de distinguer de leurs semblables les événements appartenant à la queue d'une distribution Q_γ . On peut alors les ramener sous le pic de la distribution. C'est ce qui est appelé ici réduction de variance.

La méthode de la « dernière couche » utilise q_7 pour corriger Q_γ des fuites d'échappement. Cette observable lui est corrélée tant et à condition que le maximum de la gerbe soit atteint et dépassé dans le calorimètre. En effet, au niveau de ce maximum, la population d'électrons issus de créations de paires devient quasi mono-cinétique, de l'ordre de E_c , et

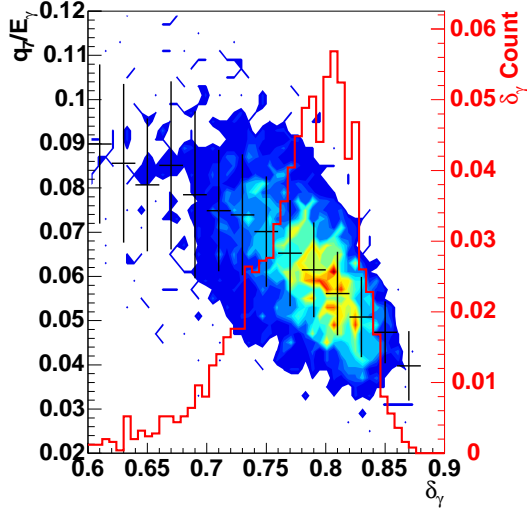


FIG. 4.13 – δ_γ en fonction de q_7 , avec $E_\gamma = 10$ GeV, $\theta = 32^\circ$, pour des gerbes au centre des tours, débutant dans les couches basses du trajectographe. La courbe rouge indique la distribution Q_γ . L'anti-corrélation avec q_7 est clairement marquée.

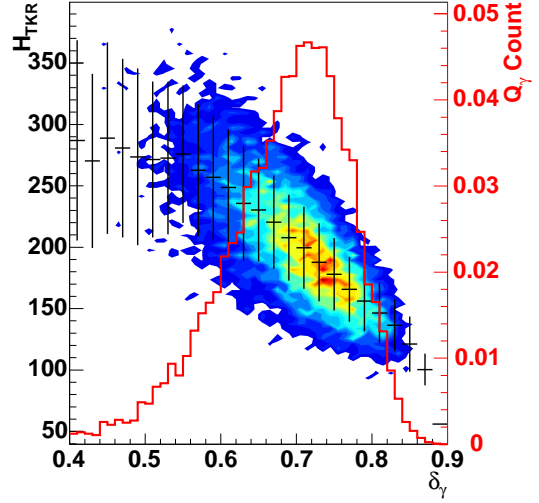


FIG. 4.14 – Q_γ en fonction de H_{TKR} , avec $E_\gamma = 1$ GeV, $\theta = 49^\circ$, pour des gerbes au centre des tours, avec une première création de paire dans les couches basses du trajectographe. L'énergie manquante est anti-corrélée au nombre de pistes déclenchées dans le trajectographe.

ne croît plus. L'énergie déposée dans la dernière couche est alors caractéristique du nombre d'électrons s'échappant du calorimètre. Des photons s'échappent aussi. Mais, étant produits par une population d'électrons mono-cinétiques, leur énergie moyenne est corrélée à la leur. L'énergie des deux populations est donc corrélée à q_7 . L'anti-corrélation avec Q_γ qui en résulte est illustrée sur la figure 4.13, sur laquelle la courbe de la distribution Q_γ est superposée. On constate qu'en effet la queue à basse énergie de cette distribution correspond à des valeurs plus hautes de q_7 . Donc la somme entre Q_γ et q_7 permet de réduire la largeur de la distribution. La méthode de la « dernière couche » utilise $Q_\gamma + \varepsilon \cdot q_7$. Le paramètre ε varie, en fonction de E_γ , de sorte à optimiser la réduction de variance. La méthode procédait de manière itérative pour estimer l'énergie :

$$\tilde{E}_1 = Q_\gamma + \varepsilon(Q_\gamma) \cdot q_7 \quad (4.9a)$$

$$\tilde{E}_2 = \frac{\tilde{E}_1}{\mathbf{b}(\tilde{E}_1)} \quad (4.9b)$$

$$\tilde{E}_3 = Q_\gamma + \varepsilon(\tilde{E}_2) \cdot q_7 \quad (4.9c)$$

$$\tilde{E} = \frac{\tilde{E}_3}{\mathbf{b}(\tilde{E}_3)} \quad (4.9d)$$

\tilde{E}_γ est l'énergie reconstruite et $\mathbf{b}(\tilde{E}_n)$ est une fonction estimant le biais de la méthode, c'est-à-dire l'écart $|E_\gamma - \tilde{E}_\gamma|$ observé en posant $\tilde{E}_{2n} = \tilde{E}_{2n-1}$, soit $\mathbf{b}(x) = 1$. Chaque itération réduit le biais moyen de la méthode aux dépens de sa résolution. C'est pourquoi on arrête celle-ci au rang deux.

Utilisation du trajectographe : H_{TKR}

En dessous de $E_\gamma \ll 1$ GeV, les pertes dans le trajectographe dominent par rapport aux fuites d'échappement. Le nombre de pistes touchées, c'est-à-dire déclenchées par le passage

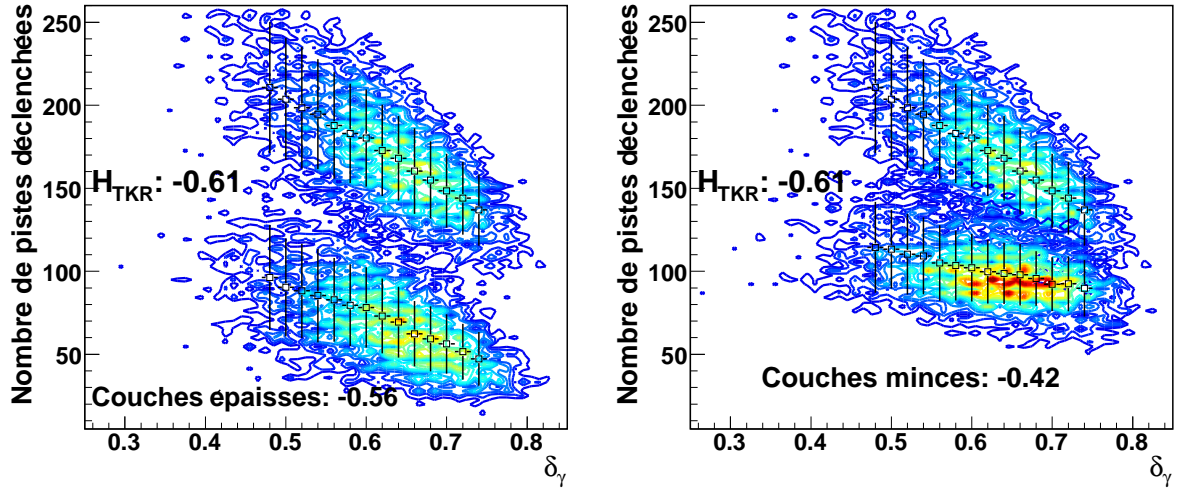


FIG. 4.15 – δ_γ en fonction du nombre de pistes déclenchées dans les couches minces ou épaisses, pour $E_\gamma = 500$ GeV, $\theta = 32^\circ$, et une première création de paire dans la couche la plus haute du trajectographe. Les facteurs de corrélations sont indiqués. Les barres verticales indiquent les RMS des distributions et les carrés les valeurs moyennes. Le nombre de pistes déclenchées dans les couches minces est moins corrélée à δ_γ .

d'une particule de la gerbe, pourrait donc apporter une information sur l'ampleur de son développement. On mesurerait par ce biais l'énergie perdue dans le trajectographe. On vérifie cela en cherchant une anti-corrélation entre le nombre H_{TKR} de pistes ayant déclenchées et δ_γ . La figure 4.14 illustre son existence. On modifie donc l'observable précédent en y ajoutant ce terme :

$$X_L = Q_\gamma + \alpha \cdot q_7 + \beta \cdot H_{\text{TKR}} \quad (4.10)$$

Remarquons que le nombre de pistes touchées n'est pas égal au nombre de pistes déclenchées H_{TKR} . Cette observable comporte un biais correspondant au nombre de déclenchements fortuits. Celui-ci est gaussien avec en moyenne 45 ± 8 déclenchements fortuits par événements dans le LAT ². Pour un événement de 100 MeV sur axe et apparaissant dans la dernière couche épaisse du trajectographe, la variance de H_{TKR} est déjà de l'ordre de 15 pistes et passe au-dessus de 30 pour des événements débutant dans les couches minces. La contribution du bruit est donc très rapidement négligeable au regard des fluctuations de développement de la gerbe.

D'autres observables possibles

On pourrait imaginer utiliser d'autres observables. Ainsi R. Terrier [98] a-t-il étudié l'impact de chacune des couches. La couche q_0 , en particulier, donne une information sur le développement de la gerbe en amont du calorimètre, c'est-à-dire dans le trajectographe. Cette corrélation avec les pertes dans le trajectographe reste plus réduite que la corrélation entre ces pertes et H_{TKR} . L'ajout d'un quatrième terme $\gamma \cdot q_0$ n'améliore pas les performances de la méthode.

Une autre possibilité était de distinguer dans le trajectographe les pistes des couches épaisses ($H_{\text{TKR}}^{\text{E}}$) de celles des couches minces ($H_{\text{TKR}}^{\text{M}}$, et $H_{\text{TKR}} = H_{\text{TKR}}^{\text{E}} + H_{\text{TKR}}^{\text{M}}$). En effet, les premières ne devraient pas absorber en moyenne la même quantité d'énergie. On constate d'ailleurs que l'anti-corrélation avec δ_γ varie lorsque l'on s'intéresse à l'un ou l'autre population, comme illustrée sur la figure 4.15 pour des événements apparaissant dans la plus haute couche. Les facteurs de corrélation sont similaires (~ 0.6) entre Q_γ et H_{TKR} et entre Q_γ

²Pour la simulation GlastRelease v7r3 des 16 tours du LAT

et $H_{\text{TKR}}^{\text{E}}$. On ne gagne que peu à utiliser $H_{\text{TKR}}^{\text{E}}$ plutôt que H_{TKR} . Le facteur entre Q_γ et $H_{\text{TKR}}^{\text{M}}$ est en valeur absolue 20% plus faible que les deux autres. Cette observable contribue négligeablement à la réduction de variance. Une reconstruction distinguant les couches minces des couches épaisses ne pourrait gagner que marginalement par rapport à une reconstruction utilisant uniquement H_{TKR} . Dans les faits, les deux reconstructions furent essayées. Elles aboutissent à des performances équivalentes. Ceci pourrait avoir deux causes. En premier lieu, pour les deux reconstructions, les facteurs sont optimisés en fonction de Z_γ (voir 4.4). La différence de corrélation entre couches minces et épaisses est par ce biais indirectement prise en compte. En second lieu, l'optimisation de trois facteurs est moins robuste que l'optimisation de deux ce qui dégrade la reconstruction.

Dans le cas où les fuites d'échappement sont les seules causes de pertes d'énergie ($E_\gamma \gtrsim 10$ GeV), on trouve en optimisant les RMS que le MPV de la distribution de $Q_\gamma + \alpha q_7$ est égal à E_γ (et de même pour $Q_\gamma + \beta H_{\text{TKR}}$ et $E_\gamma \gtrsim 800$ MeV). Ceci peut confirmer à posteriori la qualité de l'algorithme déterminant α . Néanmoins, il est difficile de déterminer *a priori* l'espace de phase où aucune autre fuite ou perte sinon les fuites d'échappement n'interviennent. On sera donc contraint de construire un algorithme pour l'optimisation de α (et β) en fonction de E_γ .

4.3.2 Optimisation de X_L par réduction de variance

Cette section veut déterminer les valeurs optimales en fonction de E_γ des facteurs α et β . Pour ce faire, on simule des populations d'événements aux énergies $E_\gamma = 50, 70, 100, 150, 300, 500$ et 700 MeV, puis $1, 1.5, 3, 5, 7, 10, 15, 30, 50, 70, 100, 150$ et 300 GeV³. Une telle progression approximativement logarithmique semble adaptée à la vitesse d'évolution de δ_γ , comme l'indique la figure 4.10. On optimise alors X_L pour chacune de ces populations. Dans un premier temps, on s'intéresse à l'optimisation d'un facteur unique (soit α , soit β). On procède ensuite à l'optimisation des deux facteurs. Enfin, une dernière partie définit une PDF valable pour toutes les énergies utilisant les optimisations.

Optimisation d'un facteur unique

On cherche dans cette section à déterminer la valeur optimale d'un facteur. Pour cela, on construit les distributions des variables suivantes :

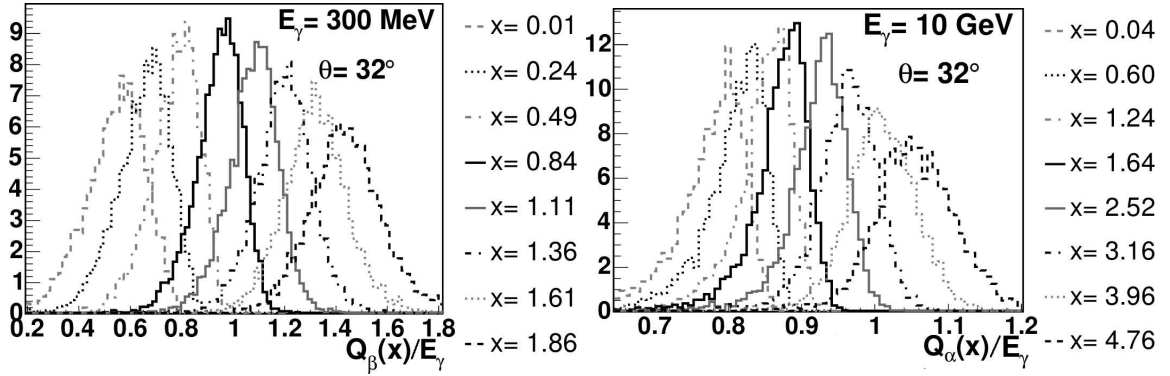
$$Q_\alpha(x) = Q_\gamma + x \cdot q_7 \quad (4.11a)$$

$$Q_\beta(x) = Q_\gamma + x \cdot H_{\text{TKR}} \quad (4.11b)$$

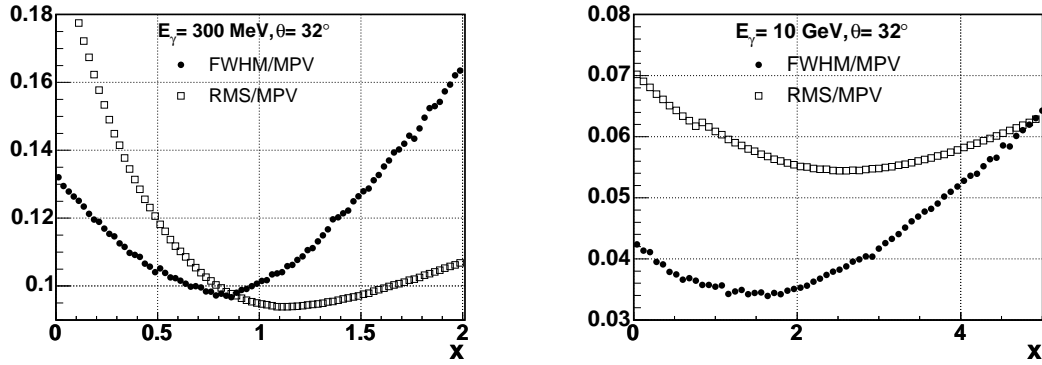
Ces variables sont créées pour des valeurs de x sur des intervalles donnés. La figure 4.16(a) illustre pour quelques valeurs de x les distributions Q_β , pour $E_\gamma = 300$ MeV, et Q_α , pour $E_\gamma = 10$ GeV. Ces énergies sont, chacune, caractéristiques d'un régime, pertes dans le trajectographe pour la première et fuites d'échappement pour la seconde. On peut voir sur celles-ci qu'autour d'une certaine valeur x la largeur des distributions tend à diminuer en même temps que le maximum s'élève. L'idée est alors de déterminer l'amélioration apportée à une distribution Q_χ ($\chi = \alpha$ ou β) pour des valeurs x discrètes. On peut ensuite déduire de ces résultats une valeur optimale.

L'amélioration apportée à Q_χ peut se caractériser de diverses façons. La figure 4.16(b) illustre pour les deux populations de photons ($E_\gamma = 300$ MeV et $E_\gamma = 10$ GeV) deux paramétrisations possibles.

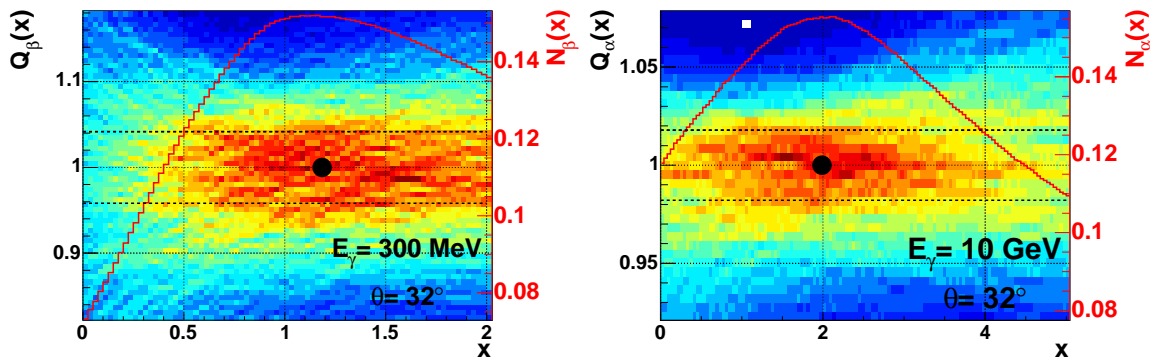
³Ainsi qu'un échantillonnage uniforme en $\cos \theta$ par pas de 0.05 , soit $0^\circ, 18^\circ, 26^\circ, \dots, 49^\circ$.



(a) Distributions $Q_\chi(x)/E_\gamma$. Leur largeur et la hauteur des distributions varie en fonction de x .



(b) σ_χ : Par rapport à $x = 0$ le rapport $\frac{\text{FWHM}}{\text{MPV}}$ ($\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}$) décroît de 12 % (27 %) et 19% (13%) respectivement au niveau des minima $x = 0.86$ (1.11), à gauche, et $x = 1.63$ (2.51) à droite. La position des minima changent indiquant que les paramètres traitent différemment l'asymétrie des distributions, dessinés en trait plein noir (gris) sur la figure 4.16(a).



(c) \bar{Q}_χ et N_χ : Les courbes N_χ sont en rouge. Les tirets indiquent l'intervalle de qualité, le marqueur la valeur optimale. $\beta = 1.2$ à gauche et $\alpha = 2$ à droite.

FIG. 4.16 – Optimisation d'un facteur β , à gauche, et α , à droite.

- $\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}(x)$: C'est l'écart-type (RMS) normalisé au MPV de la distribution $Q_\chi(x)$. La distribution Q_χ correspondant au minimum de la courbe est celle avec le moins d'événements loin de la moyenne. C'est aussi la distribution la plus symétrique par rapport à sa moyenne, la plus similaire à une gaussienne.
- $\frac{\text{FWHM}}{\text{MPV}}(x)$: C'est la largeur à mi-hauteur (FWHM) normalisée par rapport au MPV de la distribution $Q_\chi(x)$. Le FWHM n'est pas affecté par des événements loin du MPV. Il permet par contre de minimiser la largeur du pic d'une distribution.

Les courbes de ces deux paramètres ont des minima distincts l'un de l'autre. Pour les photons de $E_\gamma = 10 \text{ GeV}$, choisir le minimum donné par les FWHM impose un rapport $\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}$ de 4% fois supérieur à sa valeur minimale. Le choix opposé dégrade le rapport $\frac{\text{FWHM}}{\text{MPV}}$ de 11%. Ce choix n'est pas indifférent. L'un réduit l'importance des queues de distribution, donc l'incertitude sur la reconstruction de chaque événement individuellement. L'autre diminue l'incertitude sur la reconstruction d'une population d'événements (mono-cinétiques). Une solution serait d'utiliser comme facteur optimum une pondération des deux minimaux ($\frac{\text{FWHM}}{\text{MPV}}$ et $\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}$). Techniquement, l'estimation de la FWHM se fait par ajustement d'une fonction log-normale (voir annexe ??) aux distributions Q_χ , car le paramètre de largeur de la log-normale y est proportionnelle. Mais l'ajustement manque parfois de stabilité ce qui rend difficile son utilisation dans un processus d'optimisation automatisé. On cherche donc maintenant à définir une optimisation robuste, donc automatisable, et prenant en compte ces deux aspects.

On définit comme critère de qualité le nombre d'événements tels que

$$|X - E_\gamma| < \Delta_{\min} E_\gamma \quad (4.12)$$

où $X = Q_\gamma + x H_{\text{TKR}}$ ou $Q_\gamma + x q_7$ en fonction du facteur à optimiser. On appelle N_χ la courbe ainsi créée. Le facteur optimal est alors le MPV de N_χ . Une approche similaire est utilisée dans le cadre de la sélection de la meilleure (en fonction d'une série d'observables) parmi les trois méthodes de reconstruction calorimétrique de GLAST [6]. La figure 4.16(c) illustre cette approche. Pour plus de facilité, les abscisses des distributions Q_χ sont renormalisées par rapport au MPV de la distribution. On définit :

$$\bar{Q}_\chi(x) = \frac{Q_\chi}{\text{MPV}(Q_\chi)}(x) \quad (4.13)$$

Sur la figure, l'écart Δ_{\min} est représenté par les droites horizontales en pointillés. Le nombre d'événements entre celles-ci correspond à N_χ . Cette courbe est sur-imposée en rouge, son MPV étant marqué par un point noir.

Considérons que chaque facteur x est une reconstruction différente. On décide en imposant le critère 4.12 qu'une reconstruction est efficace lorsqu'elle reconstruit un maximum d'événements avec une énergie \tilde{E}_γ proche (avec une tolérance Δ_{\min}) de leur valeur réelle. Par là même, le nombre d'événements reconstruits loin de leur valeur réelle est minimisé. On est donc dans une stratégie proche de celle du rapport $\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}$. Par contre, si l'on ne sélectionne pas ainsi obligatoirement la distribution la plus étroite, les distributions de largeur équivalente ou inférieure à Δ_{\min} sont malgré tout favorisées. On optimise en partie aussi pour la largeur de la distribution, comme le faisait le rapport $\frac{\text{FWHM}}{\text{MPV}}$. Le choix de la valeur Δ_{\min} est donc un point important. Prise trop faible, elle ne permet plus de discriminer contre des queues trop importantes. Prise trop importante et l'on ne saura plus discriminer entre des reconstructions avec une résolution inférieure à Δ_{\min} . Une valeur Δ_{\min} efficace sera donc de l'ordre de la meilleure résolution attendue. Pour l'estimer, une procédure de récurrence est appliquée, les étapes étant :

1. Projection de la distribution $\bar{Q}_\chi(x)$ sur Oy . Alors Δ_{\min} est égale au RMS de la distribution. Une première courbe $N_\chi(x)$ est produite. Son MPV est x_1 .

2. Projection de la distribution $\bar{Q}_\chi(x)$ sur Oy , avec $x \in [x_1 - 0.1, x_1 + 0.1]$. A nouveau le RMS de la projection donne Δ_{\min} . Une deuxième courbe $N_\chi(x)$ est calculée. Son MPV devient α ou β .

La figure 4.16 indique que l'optimisation selon le critère Δ_{\min} tend à favoriser plus la minimisation des RMS que celle des FWHM. Ce n'est pas non plus une simple pondération de ces minima. Ainsi pour $E_\gamma = 10$ GeV, l'optimisation choisit une valeur entre ces deux minima, alors que pour $E_\gamma = 300$ MeV, elle s'écarte de tous deux, choisissant une valeur x plus grande, et plus proche du minimum obtenu avec les RMS que de celui provenant des FWHM. Les distributions bi-dimensionnelles de la figure 4.16(c) semblent confirmer la qualité de ce choix. Les FWHM privilégient les distributions Q_χ étroites quel que soit le nombre d'événements dans le pic.

La section 4.4 indiquera comment la reconstruction procède à un classement des événements. Les facteurs sont optimisés indépendamment pour chaque classe. Or l'optimisation n'est possible qu'à partir d'un nombre minimal d'événements, fonctions de la largeur de la distribution. La définition de $N_\chi(x)$ est revisitée afin de diminuer la statistique nécessaire, donc le nombre d'événements à simuler et par là le temps de calcul. D'un point de vue mathématique, le comptage des événements entre les tirets correspond à intégrer les distributions $\bar{Q}_\chi(x)$ en utilisant comme noyau une fonction en créneau. Cette fonction ignore brutalement les événements hors de son atteinte. En fonction de la valeur x , ceux-ci apparaissent puis disparaissent de son champ. Avec ce noyau, la courbe $N_\chi(x)$ souffre d'un bruitage d'autant plus important que le champ est petit, provoqué par l'agglomération aléatoire des événements. Son importance dépend donc aussi de la statistique. On peut alors soit augmenter celle-ci, soit augmenter la largeur du champ. Cette dernière approche est celle choisie. En changeant le noyau d'une fonction en créneau à une fonction gaussienne le champ devient infini, mais l'importance des événements décroît en fonction de la distance à E_γ . Cette décroissance est de plus graduelle, au contraire de la précédente. Ceci a pour effet de lisser $N_\chi(x)$, simplifiant sa lecture. Les courbes en rouge sur la figure 4.16(c) correspondent en fait à cette distribution. La largeur de la gaussienne est évaluée de façon inchangée.

Optimisation des deux facteurs

La figure 4.10 a mis en évidence l'existence de deux régimes distincts pour δ_γ , avec des pertes dans le trajectographe en-deçà de 1 GeV et des fuites d'échappement au-delà. Dans chacun de ces régimes, une observable est utilisée pour réduire la variance, respectivement H_{TKR} et q_7 . Mais cette figure indique aussi que la transition d'un régime à l'autre n'est pas brutale. Il existe un intervalle de E_γ autour de 1 GeV pour des photons à incidence verticale, où pertes et fuites sont du même ordre. Dans cet intervalle, les deux observables à la fois permettent une réduction de variance. La figure 4.17 illustre la transition d'un régime à l'autre. Cette comparaison utilise les définitions :

$$\varrho_\chi(x) = \text{RMS}(Q_\chi(0)) - \text{RMS}(Q_\chi(x)), \quad (\chi = \alpha \text{ ou } \beta) \quad (4.14a)$$

$$\kappa(x) = \frac{\varrho_\alpha - \varrho_\beta}{\varrho_\alpha + \varrho_\beta}(x) \quad (4.14b)$$

L'asymétrie κ indique par son signe l'observable avec le facteur le plus grand. Proche de $\kappa = 1$, le facteur α domine, avec $\kappa - 1 \sim -2\frac{\varrho_\beta}{\varrho_\alpha} \ll 1$. Proche de $\kappa = -1$, on a au contraire $\kappa + 1 \sim 2\frac{\varrho_\alpha}{\varrho_\beta} \ll 1$. La transition s'effectue sur une décade de E_γ . Le départ de cette transition se déplace d'une décade entre les angles d'incidence $\theta = 0^\circ$, la transition débutant à $E_\gamma \sim 1$ GeV, et $\theta = 49^\circ$, la transition débutant à $E_\gamma \sim 10$ GeV.

L'optimisation s'effectue de manière itérative sur α et β . Pour $E_\gamma < 1$ GeV, l'ordre est β puis α . Pour des énergies supérieures, l'ordre est inversé. Par exemple, pour une énergie au-

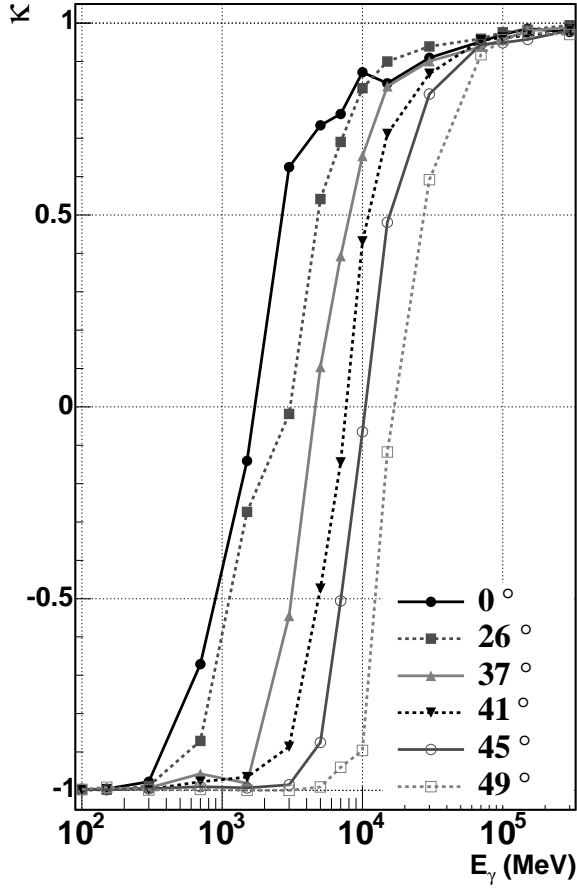


FIG. 4.17 – κ en fonction de E_γ pour diverses valeurs de θ . La transition d'un régime gouverné par H_{TKR} ($\kappa < 0$), à un régime dominé par q_7 ($\kappa > 0$.) est clairement marquée et dépendante de θ . La transition se fait sur une décade de E_γ , entre ~ 1 GeV et ~ 10 GeV, alors que GLAST est sensible sur six ($\sim 1 \cdot 10^{-1}$ GeV – $\sim 1 \cdot 10^5$ GeV).

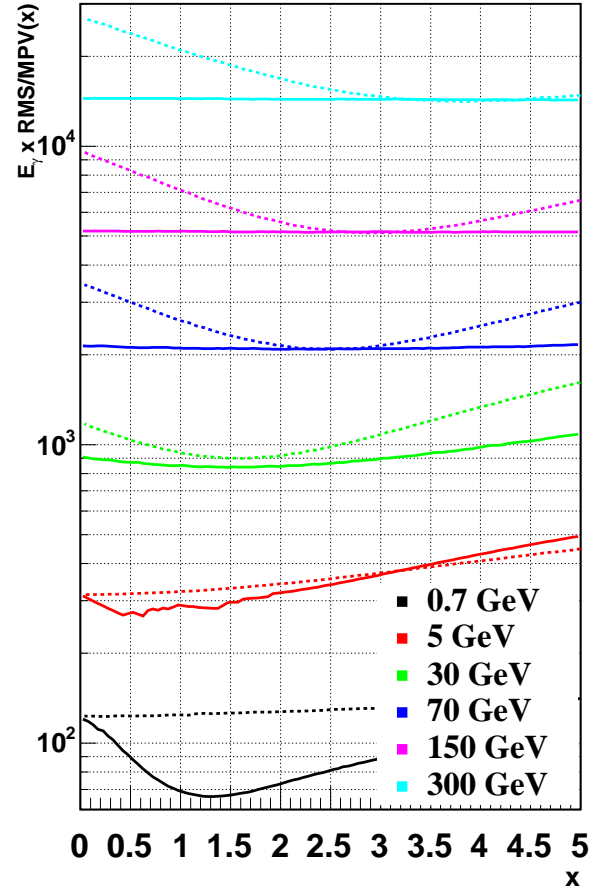


FIG. 4.18 – $\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}$ en fonction de x pour $\theta = 49^\circ$. Les courbes pleines indiquent l'itération sur H_{TKR} . Les courbes en tirets indiquent celle conduite sur q_7 . Un minimum existe pour l'une ou l'autre, parfois les deux itérations, ceci quel que soit E_γ .

dessus de 1 GeV, on optimise d'abord les distributions $Q_\alpha(x)$, puis dans un second temps les distributions $Q_{\alpha,\beta}(x) = Q_\gamma + \alpha q_7 + x H_{\text{TKR}}$. En-dessous de 1 GeV, on optimise dans l'ordre $q_\beta(x)$ puis $q_{\beta,\alpha}(x) = Q_\gamma + \beta H_{\text{TKR}} + x q_7$. Cette méthode n'est pas une minimisation bi-dimensionnelle véritable. Néanmoins, il ne devrait exister qu'un seul minimum local. En effet, le comportement attendu pour H_{TKR} et q_7 est simple. Si H_{TKR} fluctue vers le haut, c'est que la gerbe s'est particulièrement développée dans le trajectographe. Dans le calorimètre, la gerbe se termine alors plus tôt que pour un H_{TKR} moyen, entraînant un q_7 plus faible. À l'opposé, une fluctuation basse de H_{TKR} implique un retard dans le développement et donc une fluctuation haute de q_7 . La minimisation devrait pouvoir s'itérer dans un sens puis dans l'autre.

La figure 4.18 présente les courbes des rapports $\frac{\text{RMS}}{\text{MPV}}$ sur un ensemble d'énergies E_γ . Elles permettent de visualiser la transition de régime dans le processus d'optimisation. On note sur cette figure :

- Pour les traits pleins, réduction de variance utilisant H_{TKR} :
 - Pour $E_\gamma \leq 1 \text{ GeV}$: optimisation sur $q_\beta(x)$.
 - Pour $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$: optimisation sur $q_{\beta,\alpha}(x)$.
- Pour les tirets, réduction de variance utilisant q_7 :
 - Pour $E_\gamma \leq 1 \text{ GeV}$: optimisation sur $q_\alpha(x)$.
 - Pour $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$: optimisation sur $q_{\alpha,\beta}(x)$.

Les observables sont utiles aux énergies E_γ pour lesquelles le minimum se dessine à $x > 0$. Lorsque les deux courbes d'une même énergie se touchent au niveau d'un minimum ou l'autre, c'est que l'une des itérations optimise un des facteurs à zéro. Ainsi, au-dessus de $E_\gamma = 30 \text{ GeV}$, la largeur des distributions n'est plus réduite pour une pondération de H_{TKR} . Il en est de même pour une pondération de q_7 en-dessous de $E_\gamma = 30 \text{ GeV}$. Par contre, à $E_\gamma = 30 \text{ GeV}$, les deux observables permettent une réduction de variance.

4.3.3 Calcul des PDF

Une fois les facteurs α et β choisis pour chaque énergie discrète E_γ (indiqué en introduction de cette section 4.3), il devient possible de créer les distributions X_L normalisées correspondantes. Les densités de probabilité sont alors complètement définies à l'aide des données suivantes, tabulées pour chaque E_γ :

- β et α , définissant X_L .
- Les paramètres de hauteur, MPV, largeur et paramètre de queue de la fonction log-normale (\log_N) ajustée à la distribution.

La fonction log-normale est définie dans l'annexe ??.

Une fois ces données tabulées, il est possible d'estimer la probabilité mesurant H_{TKR} et q_7 qu'un rayon γ d'énergie quelconque E_γ ait une valeur X_L . Dans ce but, les PDF sont définies comme :

$$P(E_\gamma, X_L) = \log_N(X_L) \quad (4.15)$$

Entre les valeurs discrètes E_γ pour lesquelles les distributions ont été créées, on utilise une interpolation linéaire des paramètres du tableau. De fait, cette interpolation est bi-dimensionnelle, fonction de E_γ et θ , comme il sera décrit plus loin.

4.4 Définition des classes d'événements

Les photons peuvent venir pour des inclinaisons θ entre 0 et $\frac{\pi}{2}$. Or la figure 4.19, créée pour des photons de 10 GeV, montre à quel point les corrélations entre Q_γ et q_7 , donc le facteur α , sont dépendantes de θ . La position de la gerbe dans le calorimètre perturbe elle aussi l'optimisation des facteurs. La figure 4.20 montre que la corrélation entre ces mêmes observables varie

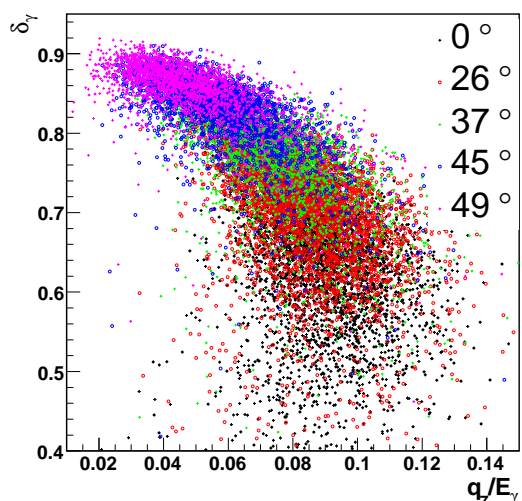


FIG. 4.19 – Distribution de Q_γ en fonction de q_7 , avec $E_\gamma = 10$ GeV et $D_{cracks} > 100$ mm, pour diverses valeurs de θ . Les corrélations sont fonction de θ .

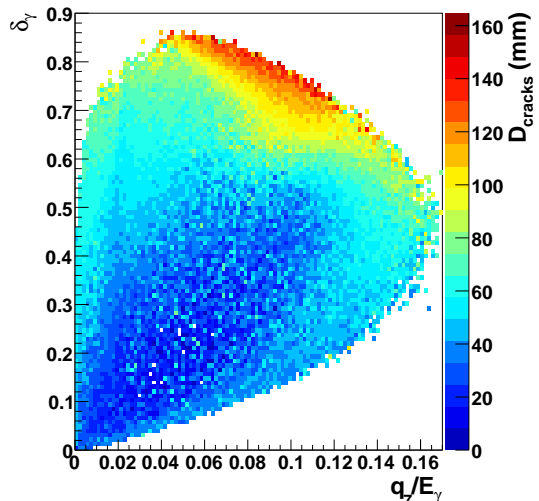


FIG. 4.20 – Q_γ en fonction de q_7 , avec $E_\gamma = 100$ GeV, $\theta = 45^\circ$. Les couleurs indiquent la valeur moyenne de D_{cracks} . Les corrélations variables entre Q_γ et q_7 sont caractérisables par D_{cracks} .

avec l'observable D_{cracks} . Il est impossible de procéder à une optimisation correcte des facteurs α et β pour tous les événements à la fois. En d'autres mots, de grandes plages de valeurs sont possibles pour chacun des paramètres E_γ , θ , position dans le calorimètre et autre. On appelle communément espace de phase l'ensemble des combinaisons de valeurs prises par ces observables. L'optimisation n'est possible qu'en considérant des intervalles réduits des plages de valeur accessibles. Sur chacune d'entre elles, les corrélations entre Q_γ et les observables H_{TKR} et q_7 seront simplifiées et linéarisées. Cette section s'évertue donc à subdiviser l'espace de phase en un certain nombre de classes d'événements. Les facteurs seront optimisés pour chacune d'entre elles de la manière présentée en sous-section 4.3.2. Suivant l'optique donnée en sous-section 4.2, les classes seront déterminées selon deux critères : longitudinaux en sous-section 4.4.1 et latéraux en sous-section 4.4.2. Ces résultats seront repris sommairement en sous-section 4.4.3.

4.4.1 Critères longitudinaux

L'observable longitudinale principale est sans aucun doute la direction dans laquelle se développe la gerbe, soit celle du photon initial. La méthode de reconstruction utilise les valeurs fournies par le trajectographe. Pour prendre l'observable direction et son impact sur les corrélations en compte, les simulations sont créées non seulement à énergie mais aussi à θ fixé. Les facteurs sont ainsi optimisés pour des valeurs E_γ et θ discrètes, une interpolation linéaire permettant ensuite de les estimer entre ces valeurs (voir sous-section 4.3.3). L'optimisation à θ fixée permet une simplification (par projection) de l'espace de phase. Une autre possibilité aurait été de définir des classes d'événements pour des intervalles de θ , donc de simuler des photons avec une inclinaison selon une loi de probabilité uniforme en $\cos\theta$. Mais alors seul l'effet moyen de θ eût été pris en compte. Le choix de discrétisation de θ est donc plus coûteux en temps de calcul mais permet une optimisation plus précise des facteurs. Les angles simulés sont $\theta = 0^\circ, 10^\circ, 26^\circ, 32^\circ, 37^\circ, 42^\circ, 45^\circ$ et 49° . C'est donc un échantillonnage uniforme en $\cos\theta$ de pas 0.05, plus une valeur subsidiaire 10° . En effet la direction verticale présente des caractéristiques propres fortes, une grande fraction de l'énergie pouvant s'enfuir par les

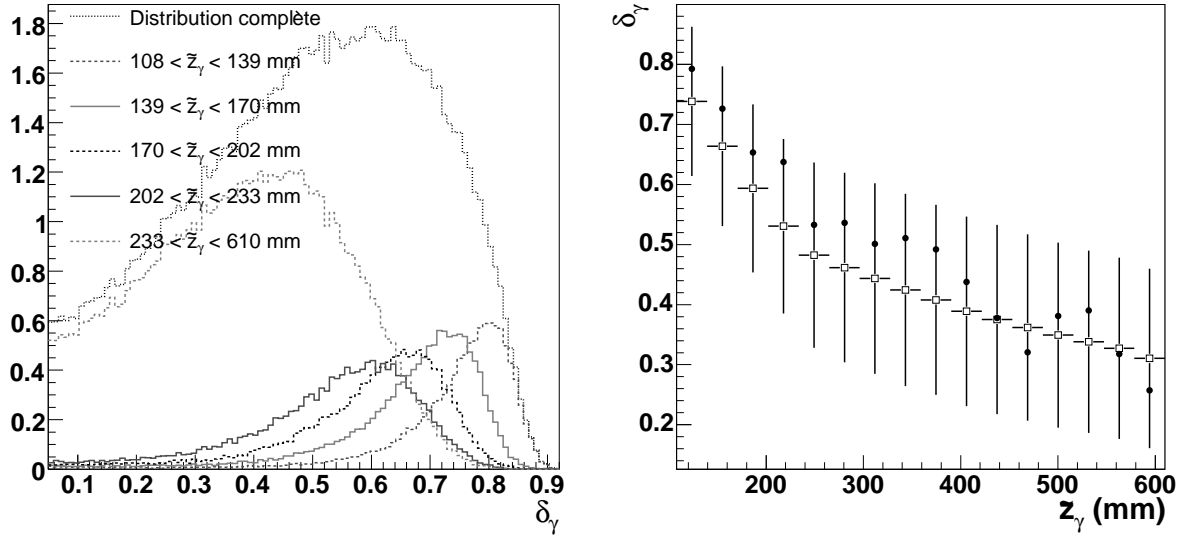


FIG. 4.21 – Distribution δ_γ en fonction de \tilde{Z}_γ , avec $E_\gamma = 100$ GeV, $\theta = 0^\circ$ et $D_{cracks} > 90$ mm. À droite sont reportées les caractéristiques des distributions. Les points noirs indiquent les MPV, les barres verticales les RMS et les carrés les moyennes. Les MPV et la forme des distributions Q_γ varient suivant \tilde{Z}_γ . Cette observable peut donc être utilisée pour une réduction de variance.

interstices entre cristaux (voir figure 4.9 pour illustration). Un échantillonnage plus serré est donc nécessaire proche de la verticale.

La sous-section 4.1.3 liste les paramètres caractérisant les dépôts d'énergie longitudinaux moyen d'une gerbe. Deux d'entre eux sont maintenant fixés, E_γ et θ . Il reste encore le point de départ de la gerbe. Dans la sous-section 4.2.1, ce paramètre devient Z_γ , l'altitude de la première création de paire. Il apparaît donc qu'à E_γ et θ donnés, l'observable \tilde{Z}_γ (la valeur reconstruite) détermine complètement la forme des dépôts d'énergie moyens tant dans le trajectographe que dans chaque couche du calorimètre. Il détermine donc en moyenne les pertes dans le trajectographe et les fuites d'échappement. En ceci, \tilde{Z}_γ affecte autant les valeurs des observables composant X_L que leurs corrélations, et donc les facteurs α et β . La figure 4.21 montre la dépendance importante des distributions δ_γ et de leur forme en fonctions de \tilde{Z}_γ . Proche du calorimètre, la majorité de l'énergie y aboutit. Ce n'est plus le cas pour des \tilde{Z}_γ plus important. En conséquence, dans le premier cas la distribution δ_γ a un MPV plus proche de 1 que dans les seconds. De même l'amplitude du RMS croît avec \tilde{Z}_γ au fur et à mesure qu'augmentent les pertes en aval du calorimètre.

La réduction de variance pour cette observable pourrait se faire de manière similaire à celle pour q_7 et H_{TKR} . On aurait ainsi un quatrième terme $\gamma \cdot \tilde{Z}_\gamma$ dans l'équation 4.10. Les variations des facteurs α et β en fonction de \tilde{Z}_γ seraient alors ignorées. C'est pourquoi ces facteurs sont au contraire optimisés pour des intervalles de valeurs de \tilde{Z}_γ . Plutôt qu'une réduction de variance, c'est une subdivision de l'espace de phase qui est choisie. Le trajectographe est composé de dix-neuf couches (voir sous-section 1.4.1). Les gerbes débutant dans les trois dernières couches sont ignorées par la reconstruction du trajectographe. On définit donc seize valeurs pour \tilde{Z}_γ , quatre correspondant aux couches épaisses et 12 aux couches légères.

4.4.2 Critères latéraux

La sous-section 4.2.2 s'est intéressée aux observables q_i , remarquant que les dépôts d'énergie moyens dans les couches, à énergie E_γ fixée, pouvaient varier de 30% en fonction de l'inclinaison

θ , de l'angle azimutal ϕ et de D_{cracks} . Ces effets de fuites latérales ont été jusqu'ici ignorées. Nous cherchons maintenant à les prendre en compte en créant de nouvelles classes en fonction principalement du paramètre d'impact.

A haute énergie, on voit qu'à incidence basse (gerbes B et C) le comportement des fuites est complexe. Il est fonction de l'orientation de la gerbe par rapport aux modules calorimétriques. De cette orientation dépend en effet la quantité de matériau actif traversé par la gerbe. Entre autre, l'importance des fuites d'échappement sont elles aussi fonction de l'orientation. Au contraire à incidence verticale, les fuites ne dépendent plus que du paramètre d'impact (gerbe D). Pour $E_\gamma > 1.5 \text{ GeV}$, les classes sépareront donc les incidences hautes ($\theta > 18^\circ$) des incidences basses ($\theta < 26^\circ$).

La figure 4.3 schématise des configurations de fuites possibles. A basse énergie ($E_\gamma < 3 \text{ GeV}$), les gerbes se propagent peu dans le calorimètre (gerbe A sur cette figure). Leur fuites sont uniquement latérales. En cela, elles se distinguent des hautes énergies ($E_\gamma > 1.5 \text{ GeV}$) où les fuites d'échappement sont aussi importantes. Pour cette raison, on produit des classes séparées pour traiter les hautes et basses énergies. De plus on ne distinguera pas comme précédemment les incidences hautes des incidences basses, considérant que les fuites latérales pour des gerbes se propageant peu dans le calorimètre sont fonction uniquement du paramètre d'impact.

On traitera donc dans l'ordre :

1. Les classes « basses énergies » : $50 \text{ MeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$ et $\theta < 49^\circ$.
2. Les classes « hautes énergies, incidences hautes » : $1.5 \text{ GeV} < E_\gamma < 300 \text{ GeV}$ et $18^\circ < \theta < 49^\circ$.
3. Les classes « hautes énergies, incidences basses » : $700 \text{ MeV} < E_\gamma < 300 \text{ GeV}$ et $0^\circ < \theta < 26^\circ$.

La limite basse des classes « basses énergies » et la limite haute des classes « hautes énergies » correspondent aux énergies E_γ minimales et maximales simulées et pour lesquelles une optimisation s'effectue. Il en est de même de la limite $\theta < 49^\circ$. Elles marquent les limites du domaine étudié mais la méthode pourrait s'appliquer au-delà.

Remarquons que les domaines en E_γ et θ se chevauchent. Cet aspect est nécessaire et sera expliqué dans le cadre de l'algorithme de reconstruction, section 4.5.

Basses énergies : $E_\gamma < 3 \text{ GeV}$.

La prise en compte des fuites latérales nécessite une certaine connaissance du profil latéral des dépôts d'énergie. On sait qu'aux basses énergies cette information se fait rare. C'est pourquoi les fuites latérales ne sont estimées qu'à partir d'une extrapolation de la trace, direction et position de la première création de paire, reconstruite dans le trajectographe. L'observable construite à partir de cette information (illustrée sur la figure 4.22) est la somme tout le long d'une trace de sa distance aux bords de la tour la contenant. Cette distance est pondérée par l'énergie déposée à cet endroit, soit q_i :

$$C_{LE} = K \frac{\int_{path} \text{distance}(\text{interstice des tours}) \cdot q_i}{Q_\gamma \cdot \text{longueur de la trajectoire}} \quad (4.16)$$

Un facteur K de normalisation permet de ramener la gamme de l'observable entre 0 et 1. Cette observable est similaire à D_{cracks} . Elle caractérise aussi les largeurs des distributions δ_γ , mais plus précisément que D_{cracks} dans ce domaine d'énergie où il peut n'y avoir parfois qu'un seul barreau déclenché. La figure 4.23 met en relief cette caractérisation. Des sélections, définissant diverses classes sont effectuées sur cette observable. Celles-ci ne dépendent ni de E_γ ni de θ . On a, en ordre décroissant de qualité, avec, par exemple, les RMS et moyennes des distributions δ_γ de la figure 4.23 ($E_\gamma = 1 \text{ GeV}$) :

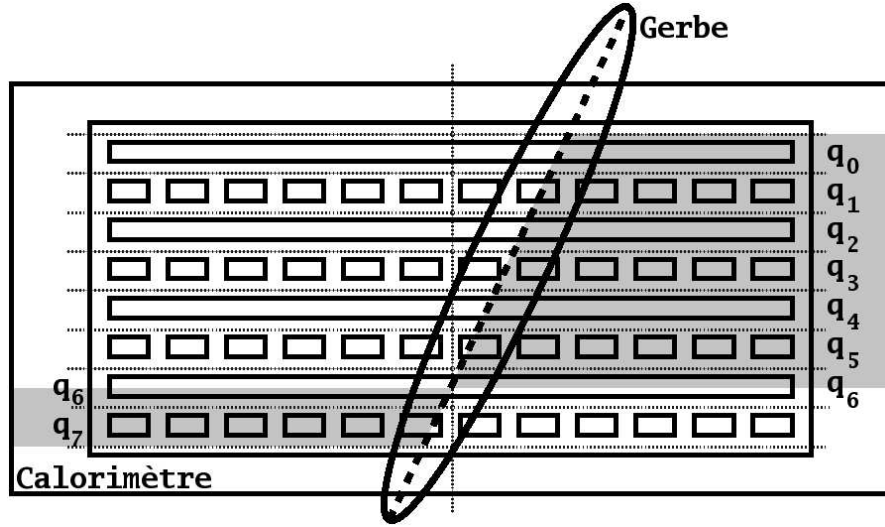


FIG. 4.22 – Schéma représentant le calcul de C_{LE} . Les pointillés verticaux indiquent le milieu du module calorimétrique. Les pointillés horizontaux délimitent les couches. On suppose pour simplifier que la trajectoire est dans le plan de la figure ($\phi = 0^\circ$). Les parties grisées représentent la distance aux parois verticales. C_{LE} est proportionnelle à l'intégrale de cette distance pondérée par les dépôts q_i .

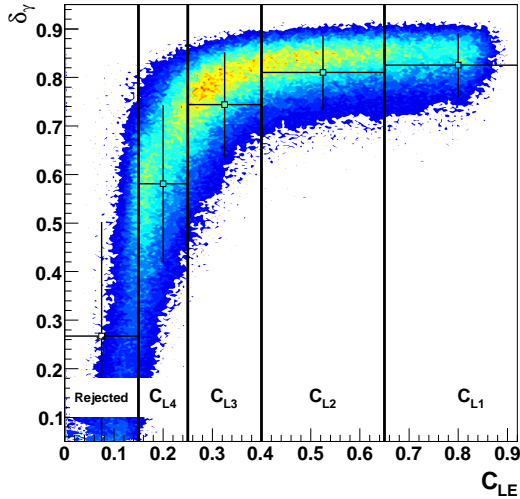


FIG. 4.23 – δ_γ en fonction de C_{LE} , avec $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$, $\theta = 32^\circ$. Les barres d'erreur correspondent aux RMS, les carrés aux moyennes des distributions Q_γ de chaque classe.

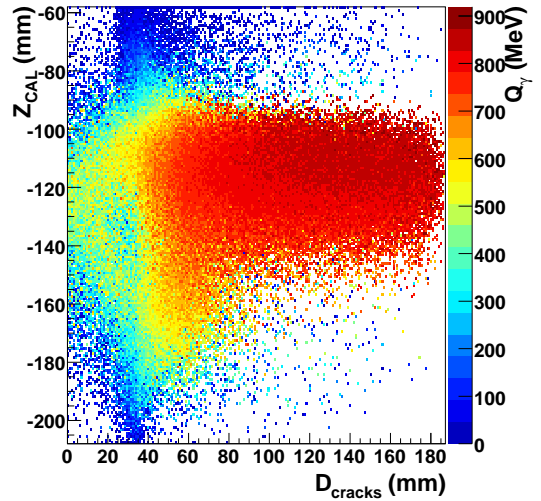


FIG. 4.24 – Z_{CAL} en fonction de D_{cracks} , avec $E_\gamma = 1 \text{ GeV}$, $\theta = 32^\circ$. Les couleurs indiquent la contenance de gerbe moyenne dans le calorimètre.

- **C_{L1}**, $C_{LE} > .65$: $\langle \delta_\gamma \rangle = 0.83$, $\text{RMS}(\delta_\gamma) = 0.13$ (plus grande qualité).
- **C_{L2}**, $.4 < C_{LE} < .65$: $\langle \delta_\gamma \rangle = 0.81$, $\text{RMS}(\delta_\gamma) = 0.15$
- **C_{L3}**, $.25 < C_{LE} < .4$: $\langle \delta_\gamma \rangle = 0.74$, $\text{RMS}(\delta_\gamma) = 0.21$
- **C_{L4}**, $.15 < C_{LE} < .25$: $\langle \delta_\gamma \rangle = 0.58$, $\text{RMS}(\delta_\gamma) = 0.32$ (moins grande qualité).
- **C_{L5}**, $C_{LE} < .15$: $\langle \delta_\gamma \rangle = 0.27$, $\text{RMS}(\delta_\gamma) = 0.47$ (événements rejetés).

Hautes énergies, incidences basses : $E_\gamma > 700 \text{ MeV}$ et $\theta > 18^\circ$.

Dans ce régime la division de l'espace de phase doit se faire en fonction de son impact à la fois sur les fuites latérales et sur les fuites longitudinales. Pour ce faire, deux observables sont appelées à la rescousse :

- D_{cracks} .
- Z_{CAL} : la hauteur du centroïde dans le calorimètre.

La figure 4.24 présente en fonction de ces deux paramètres, la contenance de gerbe moyenne. On jugera de la qualité des sélections et des classes ainsi définies en considérant l'homogénéité de leurs distributions Q_γ et q_7 . Ces populations sont présentées sur la figure 4.25(a). On distingue, en ordre décroissant de qualité, les événements :

- **Pop_{core} : Au centre des tours.** Pour ces événements, on peut ignorer les fuites latérales car leur gerbes ne s'approchent pas des côtés. La classe est symbolisée par des disques évidés et la couleur mauve.
- **Pop_{shell} : A la périphérie immédiate du centre.** Ces événements sont similaires aux précédents si ce n'est que leur proximité plus grande aux côtés des tours les rendent plus vulnérables aux fuites latérales. Ils sont indiqués par des triangles inversés et la couleur bleue.
- **Pop_{bottom} : Sur les côtés des tours et pour Z_{CAL} bas.** Les événements sont maintenant grandement affectés par les fuites au travers des côtés des tours. Le comportement de la reconstruction dépend alors de ces effets sur q_7 . Ici, cette observable prendra des valeurs particulièrement grandes. La population est dénotée par des pointes triangulaires et la couleur verte.
- **Pop_{top} : Sur les côtés des tours et pour Z_{CAL} haut.** Ces événements sont de particulièrement mauvaise qualité. Un Z_{CAL} proche du haut du calorimètre indique que peu d'énergie est déposée dans le calorimètre. Les observables en jeu, Q_γ et q_7 , ne contiennent finalement que peu d'information et la reconstruction reflète cette incertitude. En d'autres termes, il pourrait être nécessaire pour une meilleure qualité de la reconstruction en énergie de supprimer ces événements. Cette population est indiquée par des carrés et la couleur rouge.
- **Pop_{rejected} : Rejetés.** Certains événements ne sont pas pris en compte. Typiquement ceux-ci ont une contenance inférieure à 10%. Ils sont représentés avec des disques pleins et la couleur noire.

De fait les paramètres Z_{CAL} et D_{cracks} ne sont pas suffisants pour complètement distinguer les événements Pop_{top} des autres. Ces premiers ayant par définition des valeurs q_7 particulièrement faibles, on fait appel à cette observable elle-même pour parfaire la séparation. Par exemple sur la figure 4.25(d), cette dernière sélection est visible à $q_7 = 4.6 \cdot 10^{-2} E_\gamma$.

Les distributions de Q_γ et q_7 sont données pour chacune des populations sur les figures 4.25(c) et 4.25(b) respectivement. On peut juger pour cet exemple de la capacité des sélections à créer des populations homogènes. La qualité brute des populations est interprétable dès la figure 4.25(c) et les distributions Q_γ . On voit là que les populations les plus éloignées du bord présentent sans surprise les distributions les plus étroites et avec le MPV le plus élevé. La figure 4.25(d) indique, elle, à quel point la reconstruction avec q_7 peut s'avérer utile. En particulier la population Pop_{top} a des valeurs q_7 trop basses pour une reconstruction

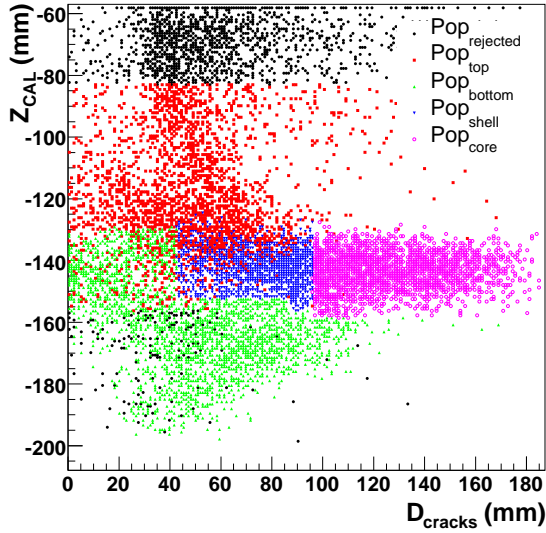
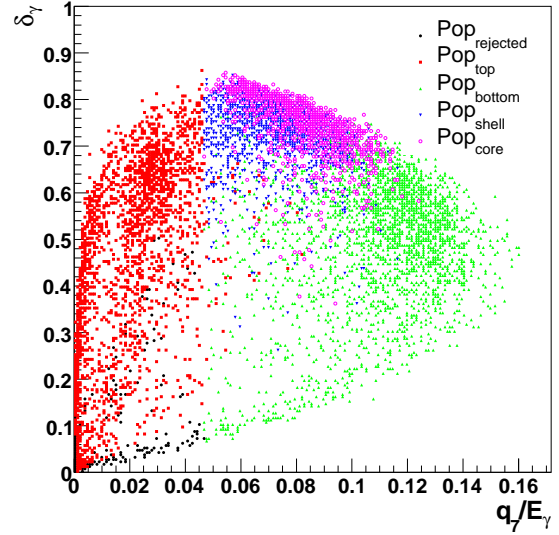
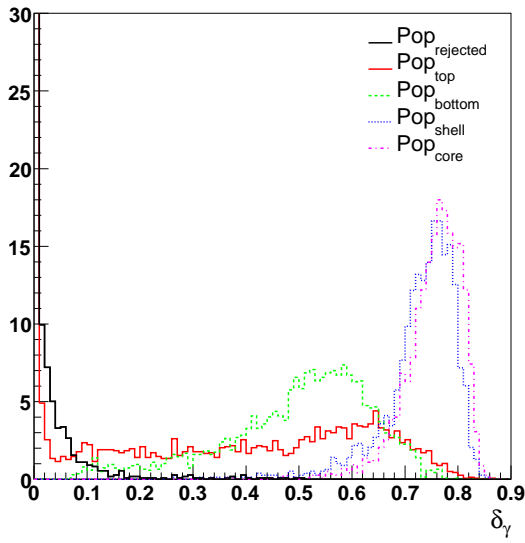
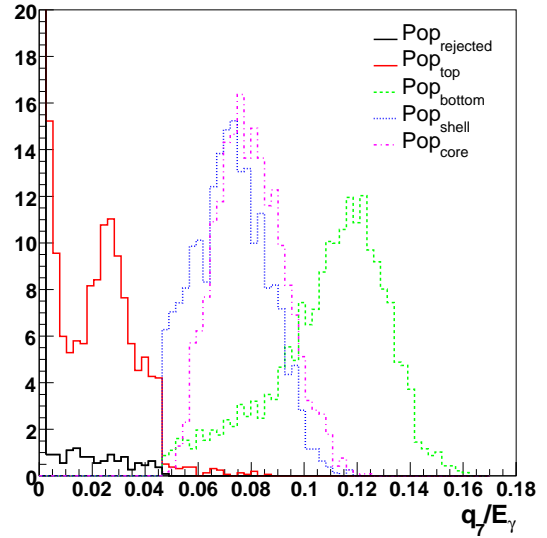
(a) Distributions de Z_{CAL} en fonction de D_{cracks} .(b) Distributions de δ_γ en fonction de q_7 .(c) Distributions de δ_γ .(d) Distributions de q_7 . Une limite à $q_7 = 0.046E_\gamma$ sépare la population Pop_{top} des autres.

FIG. 4.25 – Subdivision de l'espace de phase par les classes pour les hautes énergies et incidences basses. Les sélections sur Z_{CAL} et D_{cracks} ainsi qu'une limite en q_7 permettent de diviser les populations de photons en populations homogènes en Q_γ et en q_7 . On a ici $E_\gamma = 100 \text{ GeV}$ et $\theta = 45^\circ$.

efficace. Les queues de la population $\text{Pop}_{\text{bottom}}$ ne sont pas obligatoirement un désavantage pour la reconstruction. Cela dépend de la linéarité de la corrélation Q_γ et q_7 . Celle-ci est présentée pour chaque population sur la figure 4.25(b). On constate en premier lieu que la division de l'espace de phase permet en effet d'améliorer la linéarité des corrélations au sein de chaque population. En deuxième lieu, force est de remarquer qu'une grande non-linéarité reste encore présente dans les populations Pop_{top} et $\text{Pop}_{\text{bottom}}$. Le choix a été fait de s'en tenir à ces quatre populations pour un certain nombre de raisons :

1. Plus le nombre de populations est élevé plus la statistique nécessaire à l'optimisation est élevée. Ceci est d'autant plus important que le coût en temps de la simulation d'un événement croît avec E_γ et θ .
2. Etant donné leurs valeurs pour δ_γ et $\frac{q_7}{E_\gamma}$, la qualité de la reconstruction serait de toute manière faible. Leur impact sur la résolution globale est donc négligeable.
3. Ces populations remarquables non prises en compte, ou plutôt noyées dans une autre, ne totalisent qu'un pourcentage restreint des événements. Du coup, leur faible taux implique que :
 - (a) Le nombre de simulations nécessaires pour remplir suffisamment ces population afin de procéder à l'optimisation est démesurément élevé, renforçant l'argument 1.
 - (b) L'impact sur la résolution globale de ces événements, reconstruits dans des classes séparée ou non, est négligeable, renforçant l'argument 2.

Il est important d'insister sur le fait qu'une subdivision correcte de l'espace de phase en populations homogènes est cruciale pour une bonne optimisation et, par voie de conséquence, pour une bonne reconstruction. Malgré ceci, il n'a pu être élaboré de méthode rationnelle pour déterminer les sélections elles-mêmes. L'algorithme de détermination des sélections consiste en la caractérisation d'un certain nombre de distributions q_7 , Z_{CAL} and D_{cracks} , ceci à l'aide de la fonction log-normale. Les sélections sont alors les valeurs q_7 , Z_{CAL} ou D_{cracks} pour lesquelles la distribution cumulative de la fonction log-normale, prise nulle à son MPV, atteint un certain seuil. Les sélections sont ainsi déterminées de sorte que le nombre d'événements acceptés ou rejetés reste constant. La caractérisation par la fonction log-normale permet ainsi la détermination du MPV et la prise en compte des asymétries des distributions dans les MPV. La difficulté non-résolue réside dans la façon de déterminer les seuils, aujourd'hui empirique, induite de quelques essais pour diverses configurations (E_γ , θ).

Hautes énergies, incidences hautes : $E_\gamma > 1.5, \text{GeV}$ et $\theta < 26^\circ$.

Pour des photons proches de la verticale, l'observable Z_{CAL} perd peu à peu de son sens du point de vue des fuites latérales. L'observable D_{cracks} devient équivalente à C_{LE} . Pour cette raison, la reconstruction pour des énergies supérieures à 1.5 GeV utilisera pour ses sélections les observables :

- avec $\theta < 26^\circ$: C_{LE} .
- avec $\theta > 18^\circ$: D_{cracks} , Z_{CAL} , q_7 .

Remarquons que ces gammes se recouvrent.

4.4.3 Conclusions

Les classes d'événements peuvent se regrouper hiérarchiquement de la manière suivante :

1. 3 ensembles majeurs, fonctions de E_γ et θ :
 - Basses énergies : $50 \text{ MeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$. Les sélections se font avec C_{LE} .
 - Hautes énergies, incidences hautes : $1.5 \text{ GeV} < E_\gamma < 300 \text{ GeV}$, $0^\circ < \theta < 26^\circ$, les sélections utilisant C_{LE} .

- Hautes énergies, incidences basses : $700 \text{ MeV} < E_\gamma < 300 \text{ GeV}$, $0^\circ < \theta < 18^\circ$, avec D_{cracks} , Z_{CAL} et q_7 .
- 2. 4 ensembles pour lesquels les sélections sont définies suivant les observables énoncées dans leur ensemble majeur.
- 3. 1 jeu de 16 classes, correspondant à seize intervalles de valeurs pour \tilde{Z}_γ .

Chacune des classes possède sa propre PDF. La gamme en énergie et en angle sur laquelle est définie la PDF dépend de l'ensemble majeur à laquelle elle appartient. Il serait en principe possible de calculer une PDF valable sur l'ensemble de l'espace de phase du LAT. Ses paramètres seraient alors tabulés selon E_γ et θ mais aussi l'ensemble des autres observables utilisées pour créer les classes. Dans la pratique, la subdivision de l'espace de phase présentée ici est trop grossière. L'optimisation opère en effet un moyennage sur l'espace de phase de la classe. Celui-ci est ici trop important pour espérer pouvoir opérer une transformation simple d'un point tabulé à l'autre. Il serait dès lors incorrect de la modéliser par une interpolation linéaire. Les tentatives dans ce sens menèrent nulle part. La concrétisation d'une PDF unique passerait donc obligatoirement par un grand raffinement de la subdivision de l'espace de phase. On se confronterait alors aux difficultés énoncées auparavant dans le paragraphe sur les « hautes énergies, incidences basses ». C'est pourquoi ce projet ne fut pas mené à son terme.

Les gammes en E_γ et θ se recouvrent partiellement entre ensembles majeurs. En effet la reconstruction nécessite l'existence d'un pic dans la distribution. Il faut pour cela que les PDF soient définies sur une gamme l'englobant. Ainsi qu'il sera vu, la détermination du paramètre d'incertitude requiert une gamme plus grande encore. C'est pourquoi celles-ci présentent des recouvrement. Notons cependant que les PDF « basses énergies » et « hautes énergies, incidences hautes » sont, à classe équivalente, strictement les mêmes sur le recouvrement de leur gamme. Elles estimeront donc la même énergie. Ce n'est pas certainement pas le cas avec le troisième ensemble majeur qui propose un découpage de l'espace de phase très différent. Il faudra donc opérer un choix entre les énergie reconstruites par ces ensembles. Cet aspect des choses est traité dans la section 4.5 qui suit.

4.5 Reconstruction par maximum de vraisemblance

Il sera d'abord expliqué le principe du maximum de vraisemblance utilisé ici. La reconstruction d'un événement sera ensuite suivie pas-à-pas afin d'illustrer l'algorithme.

4.5.1 Principes :

Avantages :

La méthode développée dans ce chapitre utilise des fonctions de densité de probabilité (les PDF) d'une observable de GLAST. L'idée par rapport à d'autres méthodes est de s'appuyer sur la simulation, ce dans le but de décrire avec précision les PDF en jeu. La simulation inclut tant la physique, par l'utilisation de GEANT4, que les plus importants effets du détecteur. Elle modélise aussi la reconstruction, les imperfections qui lui sont liées. L'avantage d'une telle méthode est de prendre implicitement en compte les particularités du détecteur ou les effets de bord de la reconstruction, difficilement modélisables analytiquement. Un autre avantage repose sur le fait que la reconstruction se base non sur des valeurs moyennes mais sur la forme des distributions des observables en jeu. En particulier, les corrélations peuvent être calculées entre valeurs les plus probables, malgré tout corrigées selon les asymétries des distributions. Ces possibilités sont offertes par la simulation mais leur utilisation dépend de la calibration de la méthode, présentée en sous-section 4.3. Plus précisément, l'optimisation exploite cette possibilité ce qui n'est pas le cas de la création de classes.

Les PDF :

Les PDF dans cette reconstruction sont définies grâce aux distributions de l'observable X_L (équation 4.10). Chacune des distributions correspond à la densité de probabilité de X_L , sachant l'énergie E_γ , l'angle d'incidence θ , ainsi que l'appartenance de l'événement à une sous-division donnée Pop_χ de l'espace de phase du LAT. Ces distributions sont affectées du poids correspondant à la fraction des événements simulés à E_γ et θ donnés appartenant à Pop_χ . Les PDF sont donc :

$$PDF() = P(X_L \mid \text{événement} \in \text{Pop}_\chi \& E_\gamma \& \theta) \quad (4.17)$$

On pourrait chercher à maximiser cette probabilité. La méthode correspond alors à un maximum de vraisemblance. Il est aussi possible de calculer la probabilité :

$$P(\tilde{E}_\gamma \mid \text{événement} \in \text{Pop}_\chi \& \tilde{\theta} \& X_L) \propto P(X_L \mid \text{événement} \in \text{Pop}_\chi \& E_\gamma \& \theta) P_{\text{prior}}(\tilde{E}_\gamma) \quad (4.18)$$

On a ici l'énergie reconstruite \tilde{E}_γ et l'angle d'incidence reconstruit $\tilde{\theta}$. La méthode correspond alors à une estimation bayésienne de l'énergie. Lorsque la probabilité *a priori* est ici choisie comme constante, alors estimation bayésienne et maximum de vraisemblance sont une seule et même chose. C'est ce que l'on fait dans cette étude, néanmoins il pourrait être intéressant d'utiliser plutôt une probabilité *a priori* de la forme $\propto \tilde{E}_\gamma^{-2}$ qui serait plus en adéquation avec le spectre attendu des sources.

L'énergie est ici le seul paramètre libre de la probabilité. Trouver le pic de la distribution est donc chose aisée. Il est possible de calculer sa FWHM (4.18) ce qui donne une estimation de l'incertitude. En effet, la probabilité (4.18) est ajustable à une fonction log-normale dont le FWHM correspond à un facteur près à son paramètre de largeur (voir annexe ??). Or une variable aléatoire X suit une loi de probabilité log-normale si la variable $\log X$ suit une loi normale de même largeur. Un intervalle de confiance à 68% est alors $[\mu - \sigma, \mu + \sigma]$, où μ et σ sont le MPV et la largeur de la fonction log-normale (et donc de la loi normale). On dénomme intervalle de confiance à 68% un intervalle pour la variable X tel que, pour chaque événement, il y ait 68 % de chances que la valeur de X pour celui-ci s'y retrouve. Dans notre cas, l'intervalle de confiance permet d'affirmer que 68 % des événements γ avec une mesure X_L (un angle $\tilde{\theta}$, ...) ont une énergie E_γ à l'intérieur de l'intervalle. La FWHM, proportionnelle à sa largeur, informe donc sur l'écart typique $|\tilde{E}_\gamma - E_\gamma|$ de la reconstruction dans une configuration particulière (valeur de X_L , $\tilde{\theta}$, ...). Elle nous informe donc sur la précision de la reconstruction.

4.5.2 L'algorithme

Critères de sélection des PDF à calculer :

La sous-section 4.4 a montré le nombre de PDF créées, chacune avec un domaine défini de l'espace de phase du LAT. Il ne fut pas possible de créer une seule PDF globale. Un certain nombre de PDF peuvent à la fois être éligibles pour un même événement. De plus, les critères de définition des domaines peuvent dépendre de l'énergie reconstruite. Il est donc *a priori* impossible de déterminer dès le premier abord les PDF acceptables. Un certain nombre de critères de sélection s'appliquent pourtant :

1. Les PDF sont créées pour des intervalles de \tilde{Z}_γ donnés. Une PDF est rejetée lorsque la valeur de \tilde{Z}_γ ne se conforme pas cet intervalle.
2. Les PDF sont définies pour un intervalle donné de θ . On rejète celles pour lesquelles $\tilde{\theta}$ ne correspond pas.
3. Les PDF sont définies pour un intervalle d'énergie $[E_\gamma^1, E_\gamma^2]$ donné. Les PDF sont rejetées pour $Q_\gamma > E_\gamma^2$. Les PDF des classes hautes énergies sont aussi rejetées si $Q_\gamma < 0.8E_\gamma^1$.

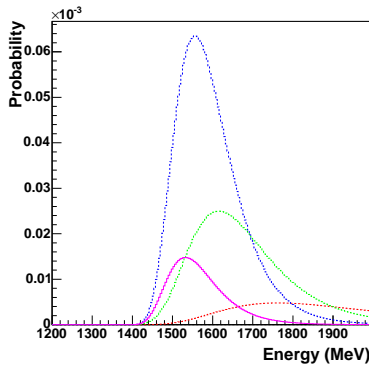


FIG. 4.26 – PDF « basses énergies » passant les cinq critères, le 4 excepté.

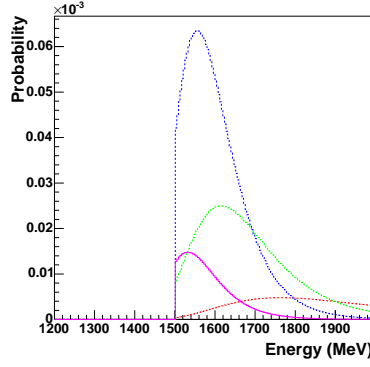


FIG. 4.27 – PDF « hautes énergies, incidences hautes » passant les cinq critères, le 4 excepté.

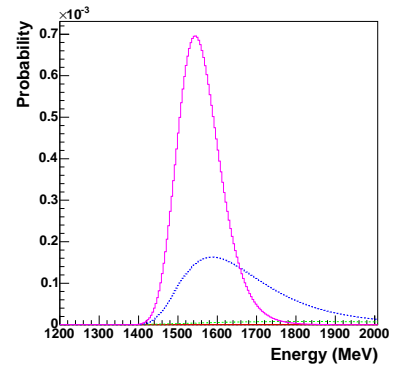


FIG. 4.28 – PDF « hautes énergies, incidences basses » passant les cinq critères.

4. Les PDF « basses énergies » ou « hautes énergies, incidences hautes » sont créées pour un intervalles sur C_{LE} donné indépendant de l'énergie reconstruite. Les PDF sont rejetées en conséquence.
5. Après calculs, l'énergie retournée peut fort bien être inférieure à la valeur de Q_γ . Dans un tel cas, la PDF est finalement rejetée.

Choix de la meilleure PDF :

Les calculs sont effectués sur toutes les PDF passant les trois premiers critères. On peut ensuite vérifier pour celles appartenant à l'ensemble « hautes énergies incidences basses », que l'événement passe les sélections sur D_{cracks} , Z_{CAL} et q_7 . La PDF parmi toutes celles restantes estimant la plus grande probabilité est alors choisie. Il peut arriver que seules des PDF « hautes énergies, incidences basses » soient calculées et pourtant qu'aucune ne passe les sélections. Dans ce cas, la PDF parmi celles-ci ayant la plus grande probabilité est malgré tout choisie.

Exemple :

Considérons donc un photon avec :

- $E_\gamma = 1.5 \text{ GeV}$
- $\theta = \tilde{\theta} = 24^\circ$
- $\tilde{Z}_\gamma = 420. \text{ mm}$ (C'est une couche mince).
- $Q_\gamma = 1.2 \text{ GeV} = 0.8 * E_\gamma$
- $q_7 = .09 \text{ GeV} = 0.06 * E_\gamma$
- $H_{TKR} = 148$
- $Z_{CAL} = -128 \text{ mm}$
- $D_{cracks} = 140 \text{ mm}$
- $C_{LE} = 0.8$

Ce photon se qualifie pour les trois ensembles majeurs, critères 3 et 2 sur Q_γ et $\tilde{\theta}$ respectivement, soit 192 PDF. Parmi elles uniquement 12 se qualifient selon le critère 1 sur \tilde{Z}_γ . Six d'entre elles ne passent pas le critère 4 et ne sont pas non plus calculées. Les PDF passant les cinq critères sont reconstruites et rapportées sur les figures 4.28, 4.26 et 4.27, pour les « hautes énergies, basses incidence », « basses énergies » et « hautes énergies, incidences

hautes » respectivement. Le code de couleur donné en sous-section 4.4.2 est respecté. On a en ordre décroissant de qualité :

- En mauve : Pop_{core} pour la figure 4.28, C_{L1} pour les figures 4.26 et 4.27.
- En bleu : Pop_{shell} pour la figure 4.28, C_{L2} pour les figures 4.26 et 4.27.
- En vert : Pop_{bottom} pour la figure 4.28, C_{L3} pour les figures 4.26 et 4.27.
- En rouge : Pop_{top} pour la figure 4.28, C_{L4} pour les figures 4.26 et 4.27.

Les courbes en pointillées indiquent les PDF qui ne passent pas leurs sélections sur C_{LE} ou bien Z_{CAL} , D_{cracks} et q_7 (Celles dont c'est le cas pour C_{LE} ne seraient pas en réalité calculées). Ainsi seules les courbes mauves sur chaque figure sont qualifiées pour la dernière épreuve. L'énergie retournée sera celle en-dessous du plus haut pic. Il s'agit dans le cas présent de la courbe mauve de la figure 4.28. L'énergie reconstruite est en fin de compte $\tilde{E}_\gamma = 1.544$ GeV. On peut remarquer que les figures 4.27 et 4.26 sont en tout point similaires. Elles ont en effet les mêmes définitions de classes et de PDF, ainsi que souligné dans la sous-section 4.4.3. De plus, les PDF sur la figure 4.27 ne sont pas définies pour des énergies inférieures à 1.5 GeV. C'est pourquoi ses courbes sont coupées en dessous de cette valeur.

Calcul de l'incertitude :

Une fois qu'il ne reste plus qu'une PDF, une estimation de l'incertitude est effectuée. Elle est définie comme le rapport $\frac{FWHM}{E_\gamma}$, donnant ici 4.1%. Une PDF étant définie pour une gamme d'énergie donnée $[E_\gamma^{Min}, E_\gamma^{Max}]$, il faut, pour le calcul du FWHM, impérativement avoir les valeurs définissant le FWHM dans cet intervalle. Il peut arriver que d'un côté, la courbe soit coupée avant de passer dessous la barre des 50% du pic. C'est ce qui arrive dans le cas des courbes figure 4.27. La troncature ne saurait se produire de chaque côté tout simplement parce que les gammes d'énergie sont toujours suffisamment larges. Il reste possible, malgré la troncature, d'estimer une incertitude. En effet, il existe toujours un intervalle d'énergie $[E_\gamma^{MinII}, E_\gamma^{MaxII}] \subset [E_\gamma^{Min}, E_\gamma^{Max}]$ pour lequel les courbes ne sont pas tronquées. Pour estimer la moitié manquante du FWHM, il suffit donc de s'y ramener. On fait ceci en augmentant ou diminuant Q_γ jusqu'à ce que l'énergie reconstruite pour cette nouvelle valeur Q'_γ soit telle que $\tilde{E}'_\gamma \in [E_\gamma^{MinII}, E_\gamma^{MaxII}]$.

4.6 Etude des performances

Il s'agit ici d'étudier les performances de la méthode développée durant cette thèse. Pour cette raison l'étude se restreint au domaine où celle-ci fonctionne. Elle est menée en simulant des rayons γ avec une répartition en E_γ suivant une loi de puissance E_γ^{-1} , entre 20 MeV et 300 GeV, et avec une répartition en $\cos \theta$ uniforme entre $\cos 0^\circ$ et $\cos 65^\circ$. La position initiale des γ est aussi uniforme sur une sphère autour de GLAST. La simulation des événements est faite avec GlastRelease v7r2.

On compare la présente méthode à la méthode paramétrique (annexe B) et la méthode du profil (annexe C).

4.6.1 Biais, résolutions et importance des queues.

Les événements pris en compte pour la détermination de ces caractéristiques sont ceux reconstruits par le trajectographe et avec $Q_\gamma > 10$ MeV. Les distributions $\xi_\gamma = \frac{\tilde{E}_\gamma - E_\gamma}{E_\gamma}$ en fonction de E_γ sont montrées sur la figure 4.29 pour tous les événements avec $\tilde{\theta} < 49^\circ$, quelque soit le point de départ de leur gerbe dans le trajectographe. La figure 4.30 présente les mêmes distributions ξ_γ en échelle semi-logarithmique. De manière générale, on voit que les méthodes

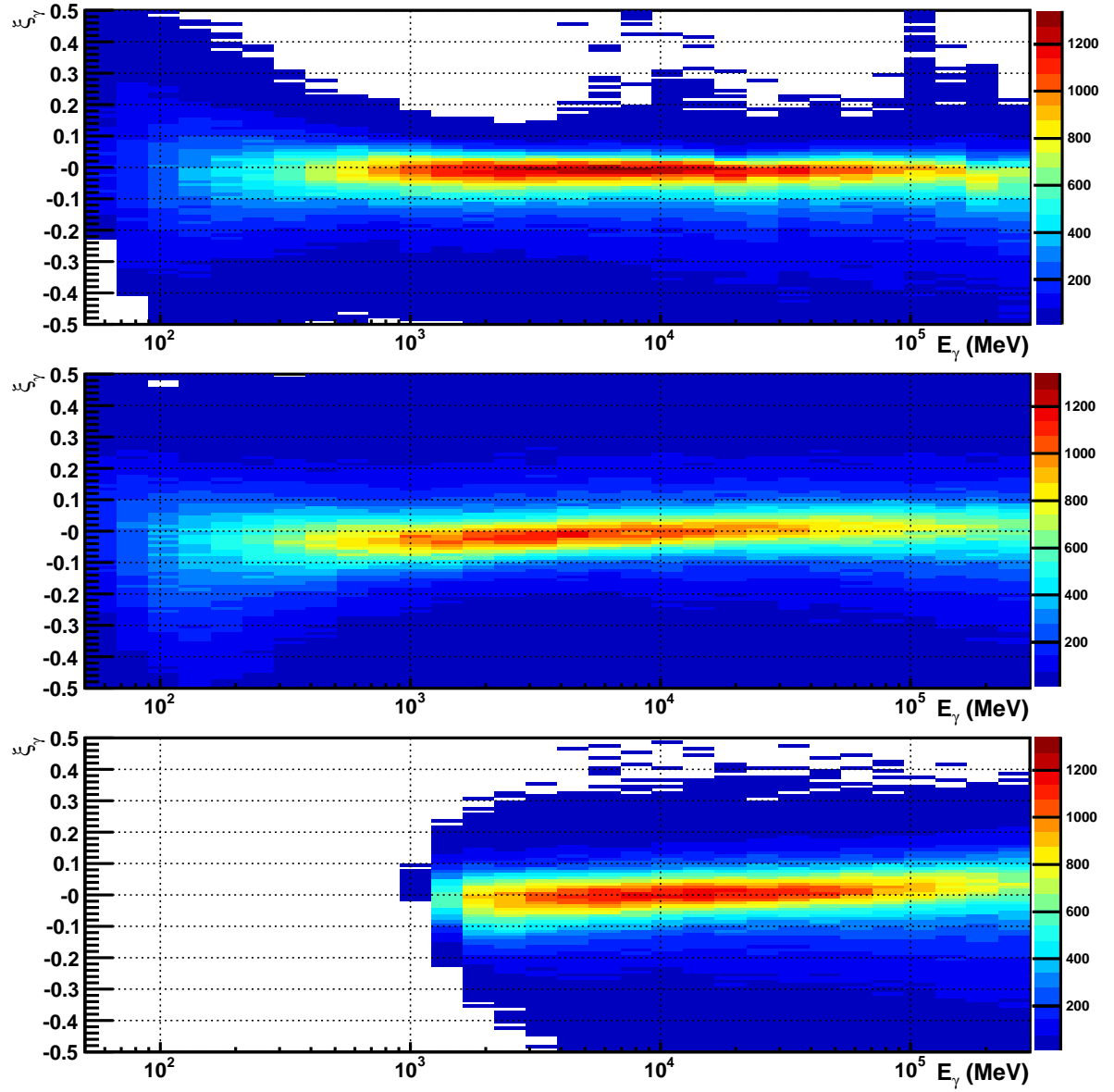


FIG. 4.29 – ξ_γ en fonction de E_γ pour, de haut en bas, le maximum de vraisemblance, la méthode paramétrique et profil.

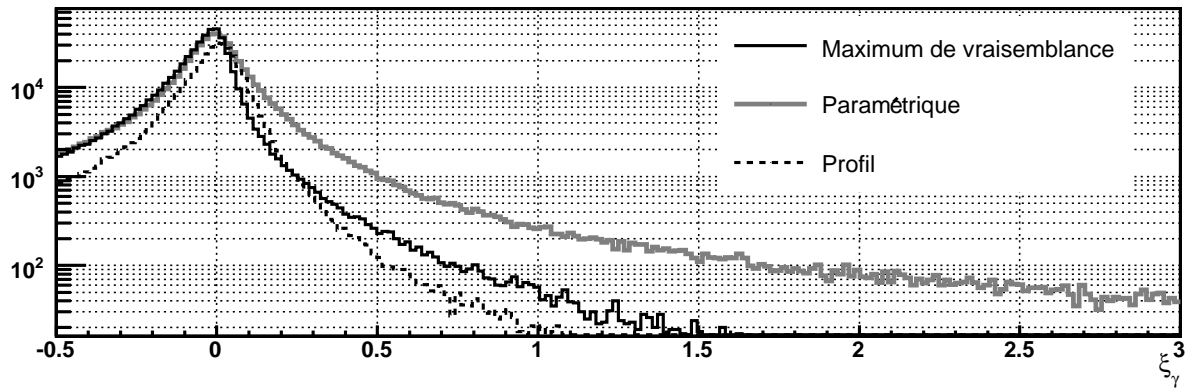


FIG. 4.30 – ξ_γ pour les trois méthodes. La méthode du profil est moins avantageé étant donné la gamme d'énergie explorée. La méthode paramétrique présent la plus grande queue à haute énergie.

ont une résolution en moyenne inférieure à 10 %. Elles sont particulièrement précises entre 1 GeV et 50 GeV. Par contre, la forme des distributions ξ_γ varie d'une méthode à l'autre. Par exemple, les queues de distributions sont importantes dans la méthode paramétrique alors qu'elles paraissent comparativement négligeables pour la méthode du profil. Mais celle-ci fonctionne à partir de $Q_\gamma > 2$ GeV. C'est pourquoi une partie de l'histogramme lui correspondant est vide sur la figure 4.29. Nous nous proposons maintenant d'étudier quantitativement ces distributions.

C'est encore la fonction log-normale qui permet de déterminer la forme des distributions reconstruites. C'est elle que l'on utilise ici pour déterminer les paramètres de biais, de résolution et de queues. Ces résultats sont rapportés séparément suivant l'altitude \tilde{Z}_γ des événements, avec d'un côté les gerbes débutant dans les couches minces du trajectographe, sa partie haute, et de l'autre celles commençant dans les couches épaisses, sa partie basse.

Le biais

Le biais ξ_γ sur la figure 4.31 est donné en pourcentages. Des valeurs négatives indiquent une sous-estimation systématique de l'énergie.

La méthode du maximum de vraisemblance tend à sous-estimer l'énergie de 1%. Un biais constant comme celui-ci est aisément corrigeable, qui plus est sans dégradation de la résolution. C'est en effet les non-linéarités des biais qui provoquent cette dégradation lors de leur correction. L'un des aspects positifs de la méthode du maximum de vraisemblance provient de sa capacité à correctement débiaiser son estimation de l'énergie sans qu'il y ait besoin de faire appel à un algorithme supplémentaire. Le biais augmente fortement pour des énergies en-dessous de 100 MeV, particulièrement pour la partie haute du trajectographe, où les événements avec une δ_γ correcte (>50%) sont rares.

Les méthodes paramétriques et profil ne s'appuyant que peu sur la simulation sont plus sujettes à des biais. Ceux-ci sont corrigés en partie. Ils conservent une amplitude plus grande ainsi qu'une dépendance tant angulaire qu'en énergie. Remarquons qu'aucune coupure de qualité n'est effectuée sur ces méthodes alors qu'il en existe des intrinsèques au maximum de vraisemblance. Il s'agit des classes d'événements présentées en sous-section 4.4. La mise en place de telles coupures pour les autres méthodes n'est pas simple et dépasse le cadre de cette étude.

La résolution

La résolution, figure 4.32, présente pour chaque méthode de reconstruction un profil similaire. Ce n'est pas une surprise dans la mesure où chacune tente de diminuer les mêmes sources de bruit. De manière générale, la résolution diminue entre 50 MeV et 1 – 10 GeV. Elle atteint un minimum entre 1 GeV et 10 GeV. Ce minimum est d'autant plus haut en énergie que l'inclinaison est grande. Au delà, la résolution augmente d'autant moins que l'inclinaison est grande.

Comme il a été présenté dans la section 1.5.2, les résolutions sont paramétrées par la somme quadratique suivante :

$$\frac{\sigma}{E_\gamma} = \frac{a}{\sqrt{E_\gamma}} \oplus b \oplus E_\gamma^c \quad (4.19)$$

Ces termes correspondent à, de la gauche vers la droite :

1. Un terme dû aux fluctuations du maximum X_T [47].
2. L'erreur systématique, dues aux fluctuations des fuites d'énergie, aux incertitudes sur la direction et autres.
3. Un terme caractérisant la remontée, due aux fuites d'échappement.

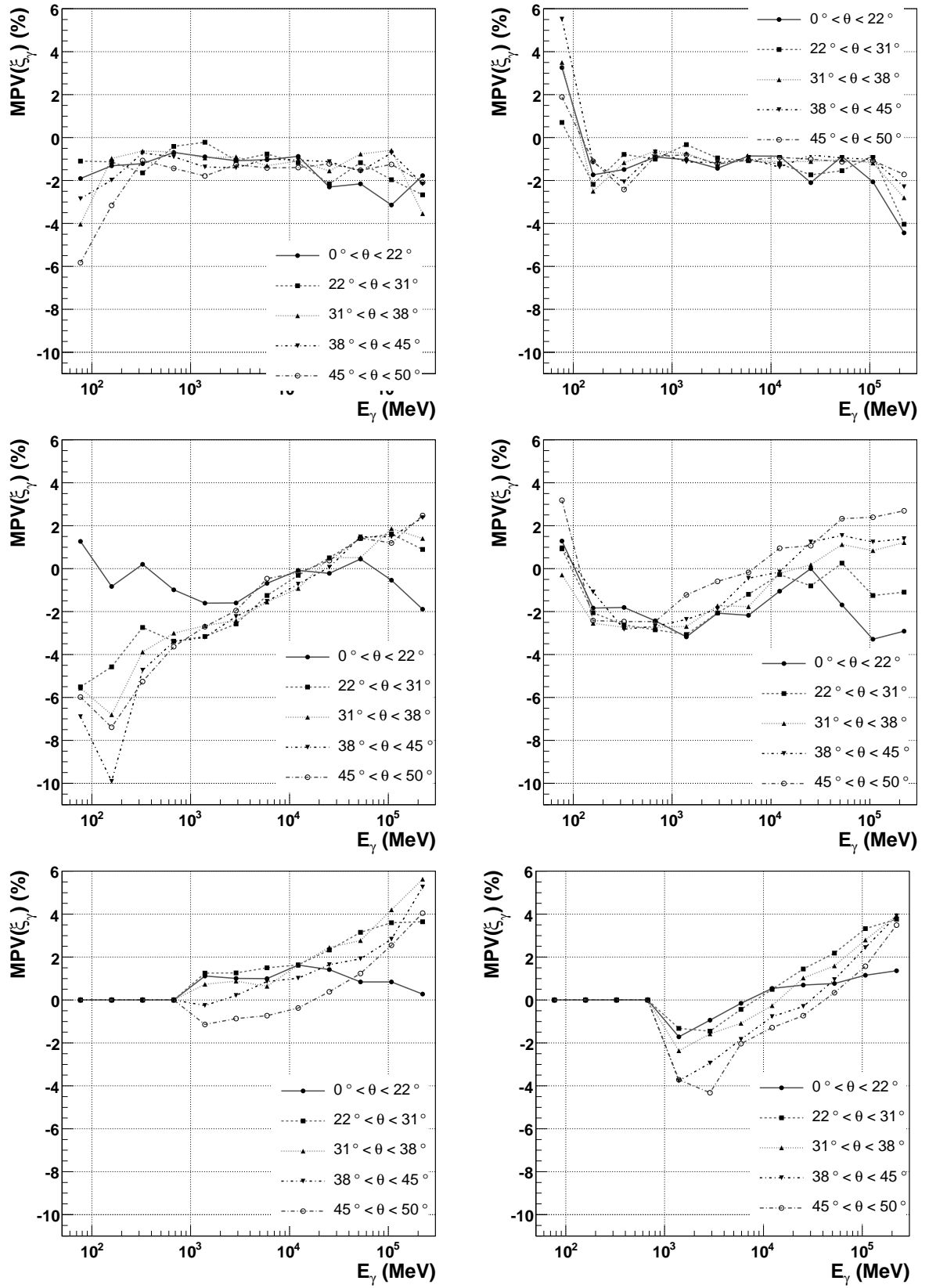


FIG. 4.31 – Biais dans les reconstructions. Colonne de gauche : couches épaisses ($\tilde{Z}_\gamma < 260$ mm), Colonne de droite : couches minces ($\tilde{Z}_\gamma > 260$ mm). De haut en bas : méthode du maximum de vraisemblance, méthode paramétrique, méthode du profil.

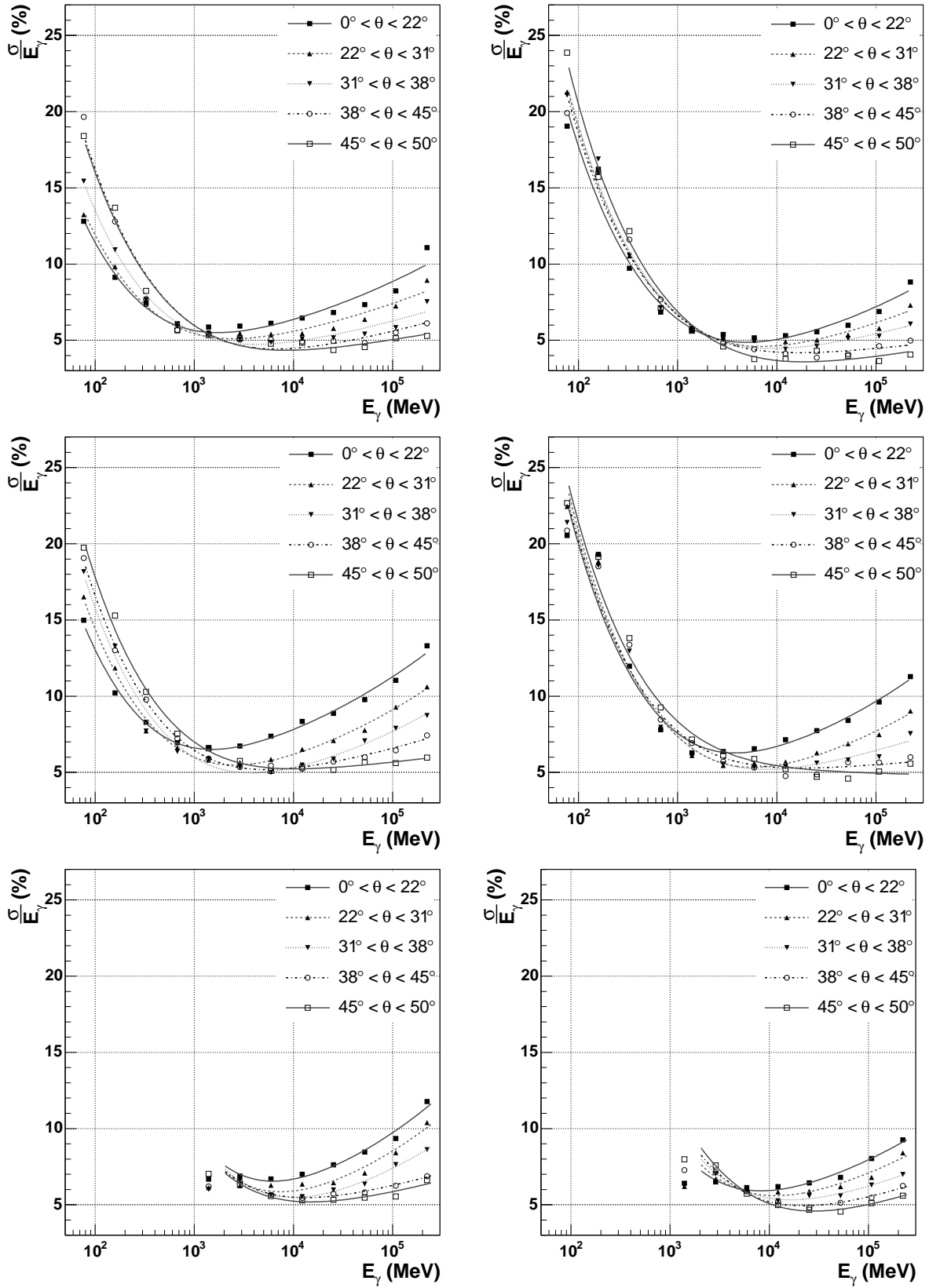


FIG. 4.32 – Résolution des reconstructions, partie haute et partie basse du trajectographe, à gauche et à droite, pour les méthodes maximum de vraisemblance, paramétrique et profil, de haut en bas.

La paramétrisation est donnée dans le tableau 4.1. A basse énergie, le terme en $\frac{a}{\sqrt{E}}$ domine, a prenant ici des valeurs entre 5 et 10 %. L'erreur systématique ($b \sim 4\%$) prend le pas autour de 1 GeV. C'est à ce moment qu'il y a une transition dans le régime des fuites. Cette remontée est ici paramétrée par un terme E_γ^c , adéquat dans la plupart des cas. Il peut paraître étrange qu'un quatrième paramètre ne vienne pas donner l'ampleur de ce terme. Celui-ci correspond en fait à l'énergie de transition de régime, soit de manière générale 1 GeV. Laisser ce terme libre rend en fait difficile l'ajustement de la paramétrisation.

Méthode du maximum de vraisemblance

$\tilde{Z}_\gamma < 260 \text{ mm}$				$\tilde{Z}_\gamma > 260 \text{ mm}$		
θ	$a \text{ (GeV)}$	b	c	$a \text{ (GeV)}$	b	c
$0^\circ - 22^\circ$	3.12 ± 0.10	5.25 ± 0.17	0.86 ± 0.01	5.40 ± 0.21	3.99 ± 0.55	0.75 ± 0.05
$22^\circ - 31^\circ$	3.41 ± 0.04	4.62 ± 0.08	0.75 ± 0.01	5.62 ± 0.16	3.79 ± 0.43	0.65 ± 0.05
$31^\circ - 38^\circ$	4.02 ± 0.08	4.06 ± 0.17	0.67 ± 0.02	5.92 ± 0.17	3.46 ± 0.49	0.60 ± 0.07
$38^\circ - 45^\circ$	4.97 ± 0.22	3.52 ± 0.58	0.61 ± 0.08	5.70 ± 0.17	3.38 ± 0.52	0.46 ± 0.12
$45^\circ - 50^\circ$	4.90 ± 0.17	3.55 ± 0.45	0.53 ± 0.09	5.81 ± 0.17	3.08 ± 0.57	0.36 ± 0.19

Méthode paramétrique

$0^\circ - 22^\circ$	3.44 ± 0.28	6.61 ± 0.47	0.46 ± 0.02	5.95 ± 0.24	5.61 ± 0.54	0.43 ± 0.02
$22^\circ - 31^\circ$	4.18 ± 0.25	5.04 ± 0.52	0.42 ± 0.02	6.39 ± 0.23	4.31 ± 0.61	0.39 ± 0.02
$31^\circ - 38^\circ$	4.74 ± 0.23	4.20 ± 0.57	0.39 ± 0.02	6.27 ± 0.22	4.21 ± 0.61	0.33 ± 0.04
$38^\circ - 45^\circ$	5.01 ± 0.23	4.40 ± 0.56	0.33 ± 0.04	6.22 ± 0.23	4.47 ± 0.62	0.25 ± 0.08
$45^\circ - 50^\circ$	5.42 ± 0.23	4.52 ± 0.58	0.26 ± 0.07	6.62 ± 0.32	4.77 ± 1.47	1.01 ± 0.90

Méthode du profil

$0^\circ - 22^\circ$	3.30 ± 1.96	6.35 ± 0.21	0.84 ± 0.01	5.79 ± 0.60	5.32 ± 0.13	0.75 ± 0.01
$22^\circ - 31^\circ$	5.34 ± 1.04	5.32 ± 0.21	0.81 ± 0.01	7.88 ± 0.69	4.65 ± 0.22	0.71 ± 0.02
$31^\circ - 38^\circ$	7.33 ± 0.85	4.58 ± 0.26	0.74 ± 0.02	9.18 ± 0.50	4.23 ± 0.20	0.64 ± 0.02
$38^\circ - 45^\circ$	7.18 ± 0.51	4.69 ± 0.15	0.60 ± 0.02	10.20 ± 0.26	3.67 ± 0.13	0.59 ± 0.01
$45^\circ - 50^\circ$	7.52 ± 0.70	4.32 ± 0.23	0.58 ± 0.03	11.38 ± 0.29	3.12 ± 0.18	0.57 ± 0.02

TAB. 4.1 – Paramétrisation des résolutions

Pour toutes les méthodes, il apparaît que les événements de basses énergies sont mieux reconstruits lorsqu'ils débutent dans les couches basses du calorimètre. C'est l'opposé de ce qui se produit pour la reconstruction de la direction. Dans les couches hautes, les pertes dans le trajectographe sont trop importantes. La résolution se dégrade pour toutes les couches au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente.

Le contraire se produit pour les événements de haute énergie. Pour ceux-ci, les pertes dans le trajectographe sont sans importance alors que les fuites par le bas du calorimètre deviennent prépondérantes. C'est au tour des événements dans les couches hautes d'être les mieux contenus donc les mieux reconstruits. Pour ces mêmes raisons, ici la résolution s'améliore pour des angles d'incidence croissants.

Le paramètre de queue.

Le paramètre de queue $\tau(E_\gamma)$, sur la figure 4.33, cherche à évaluer l'asymétrie des fonctions de réponse. Pour $\tau = 0$, la distribution est en fait une gaussienne. $\tau < 0$ indique des queues de distribution plus importantes aux basses plutôt qu'aux hautes énergies. $\tau > 0$ signe donc une tendance moyenne à la surestimation de \tilde{E}_γ . Les méthodes tendent en moyenne à produire des queues de sous-estimation ($\xi_\gamma < 0$) et généralement $\tau < 0$. Notons que cette estimation de l'asymétrie n'est pas valable si une distribution est trop différente d'une fonction log-normale.

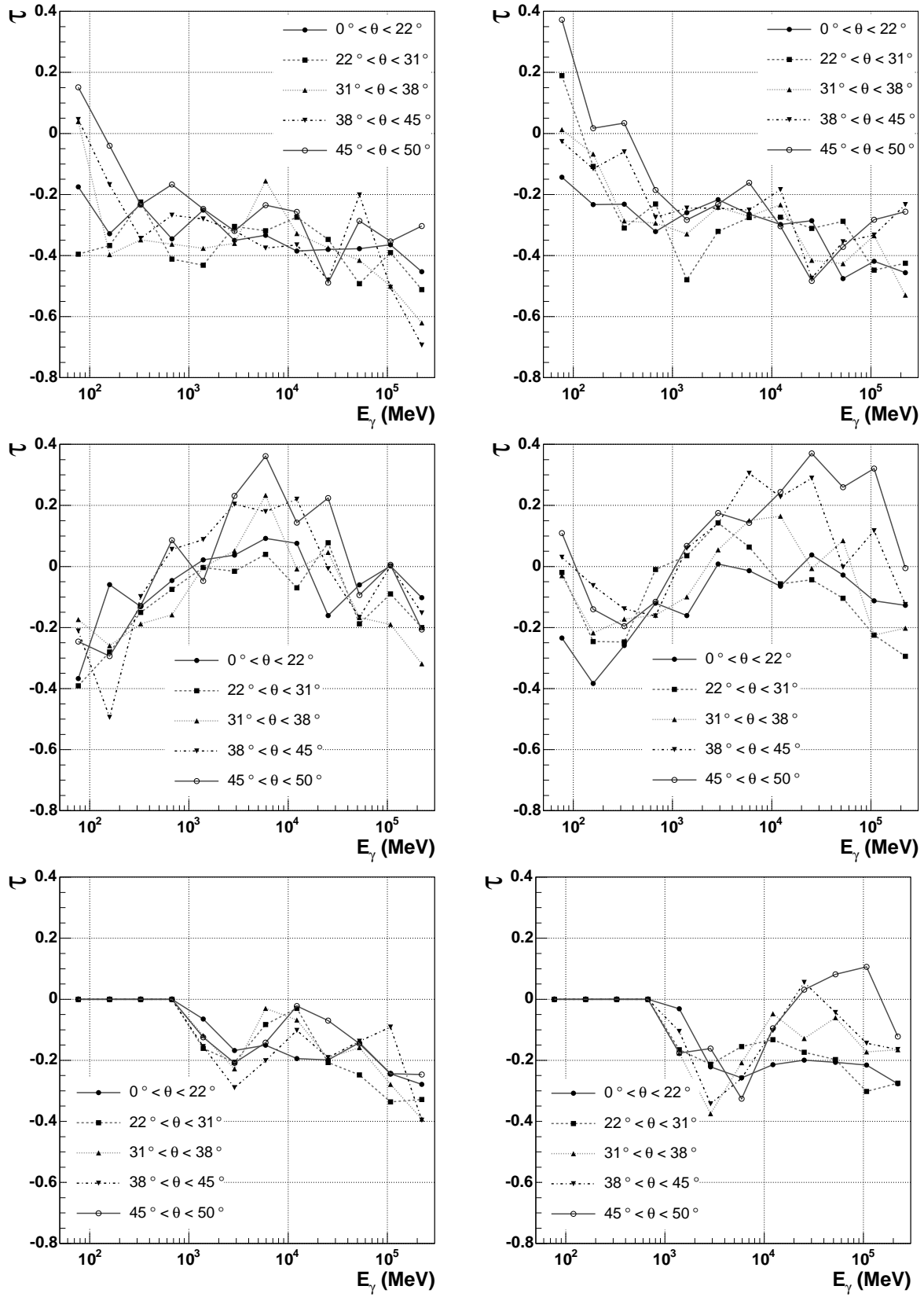


FIG. 4.33 – Importance des queues dans les reconstructions. Colonne de gauche : couches épaisses ($\tilde{Z}_\gamma < 260$ mm), Colonne de droite : couches minces ($\tilde{Z}_\gamma > 260$ mm). De haut en bas : méthode du maximum de vraisemblance, méthode paramétrique, méthode du profil.

Dans le cas présent, les distributions sont proches d'une fonction log-normale autour de leur pic ($E_\gamma \pm \frac{1}{2}E_\gamma$). Elles sont par contre incapable d'apporter une information au-delà. Par exemple, elles n'informent pas sur les queues de surestimation ($\xi_\gamma > 0$) de la méthode paramétrique. Celles-ci s'étendent particulièrement loin, au contraire de ce qui se passe pour les deux autres méthodes.

4.6.2 Surfaces efficaces

La surface efficace définit le taux de déclenchement du détecteur en fonction du flux F :

$$\tau_\gamma(E_\gamma) = A_{\text{eff}}(E_\gamma) \times F(E_\gamma) \quad (4.20)$$

On peut donc grâce à elle déterminer le flux observé d'une source à partir du nombre de photons observés dans sa direction. Le but de cette section est d'estimer les surfaces efficaces pour chaque méthode en fonction de E_γ et $\cos \theta$. Pour cela le plan $z = 0$ est découpé en pavés de 100 mm de côté. Pour chaque pavé, le rapport du nombre d'événements correctement reconstruit et du nombre total d'événements traversant le pavé est calculé. La surface efficace A_{eff} est alors la somme des aires des pavés pondérées par leur rapport. On définit un événement comme correctement reconstruit si :

- L'algorithme de filtrage à bord du satellite ne rejette pas l'événement.
- $Q_\gamma > 10 \text{ MeV}$.
- $|\xi_\gamma| < \eta$. Les surfaces efficaces sont calculées pour $\eta = 10\%$ et $\eta = 50\%$.

Il ne s'agit que d'estimations dans la mesure où la coupure en qualité est effectuée avec la valeur Monte-Carlo E_γ . Un calcul correct des surfaces efficaces utiliserait des observables pour qualifier ou rejeter les événements. Un algorithme de sélection n'étant jamais parfait, on peut donc considérer ces estimations comme des limites supérieures.

Les surfaces efficaces sont présentées sur la figure 4.34. Elles sont différentes pour chaque méthode. Ceci ne doit pas surprendre étant donné la disparité des sections d'espace de phase pour lesquelles elles sont optimisées. Pour $\eta = 10\%$, les méthodes obtiennent des résultats similaires, modulo leur domaine d'application. Ainsi la méthode de maximum de vraisemblance a une surface efficace nulle pour $\theta > 49^\circ$. Il en est de même pour la méthode du profil et $E_\gamma \leq 5 \text{ GeV}$. L'effet de la résolution sur ces résultats est sensible pour les énergies basses et hautes, où la surface efficace se dégrade. Cet effet disparaît pour $\eta = 50\%$ si ce n'est pour la méthode de maximum de vraisemblance qui continue d'appliquer ses coupures de qualité intrinsèques. De manière générale, cette méthode est la moins efficace. La méthode paramétrique démontre au contraire sa capacité à travailler sur tout l'espace de phase et obtient le plus souvent les meilleurs résultats. A haute énergie, c'est la méthode du profil qui a la plus grande surface efficace. La figure 4.35 résume ces résultats en indiquant la proportion d'événements par méthode telle que l'écart $|\xi_\gamma|$ pour celle-ci soit le plus faible parmi les trois et au moins inférieure à η .

4.7 Conclusion

La reconstruction de l'énergie dans GLAST peut aujourd'hui se faire selon trois méthodes différentes. C'est en effet une tâche complexe non seulement à cause de l'étendue de la gamme d'énergies sur laquelle GLAST doit être capable d'effectuer une mesure mais surtout de l'étendue de son espace de phase. Les trois méthodes sont clairement complémentaires, chacune capable dans une zones particulière de l'espace de phase du détecteur.

Le développement de ces méthodes n'est pas encore terminé. Le détecteur étant aujourd'hui construit. Il va par exemple devenir possible de calibrer la simulation non plus en utilisant des valeurs globales, pour le gain dans les cristaux par exemple, mais avec des valeurs individuelles

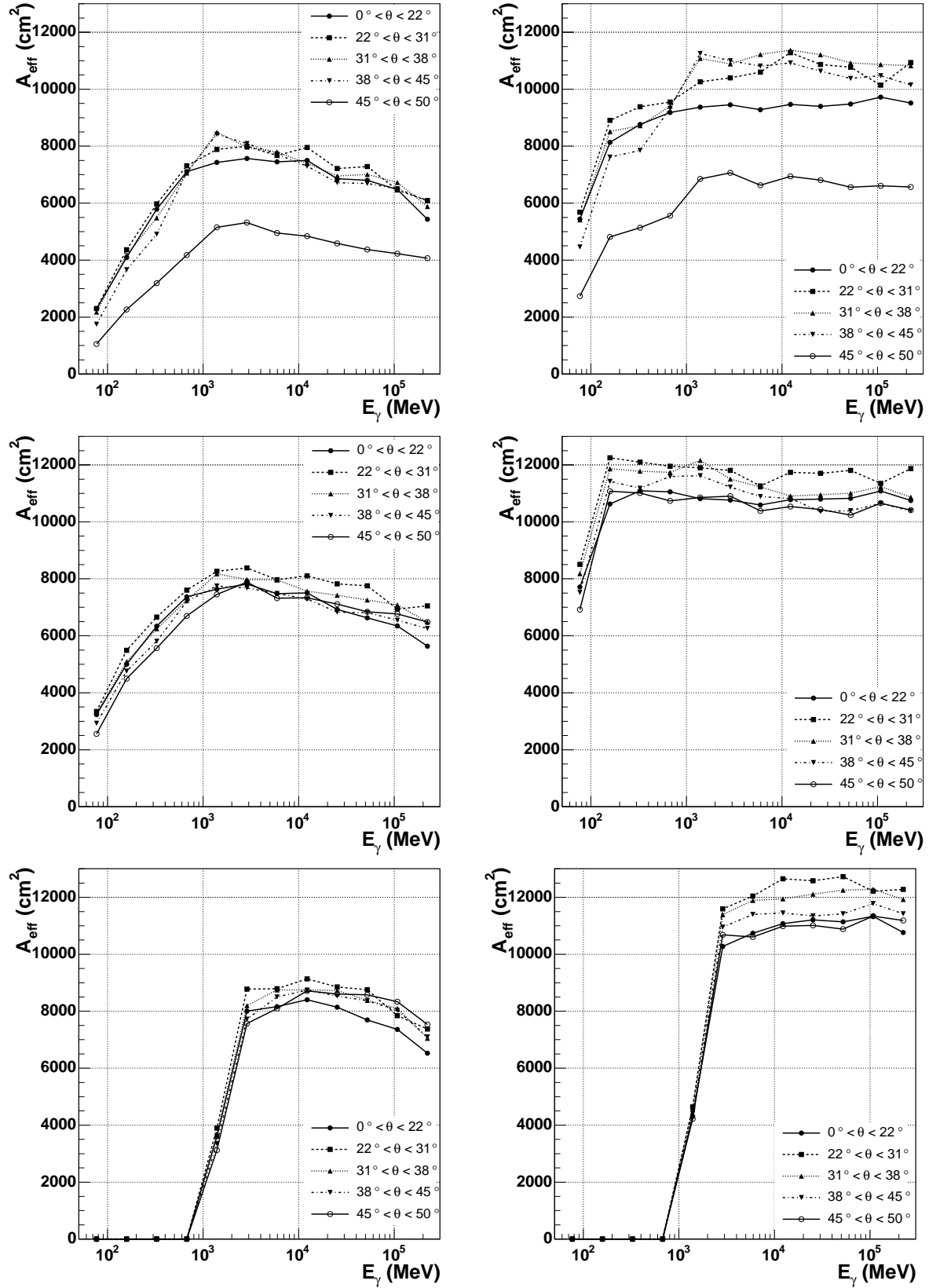


FIG. 4.34 – Surfaces efficaces pour la reconstruction en énergie. Colonne de gauche : $|\xi_\gamma| = 10\%$. Colonne de droite : $|\xi_\gamma| = 50\%$. De haut en bas : méthode du maximum de vraisemblance, méthode paramétrique et méthode du profil. La surface efficace de la méthode du maximum de vraisemblance chute à 45° car plus aucun événement n'est reconstruit à partir de 49° .

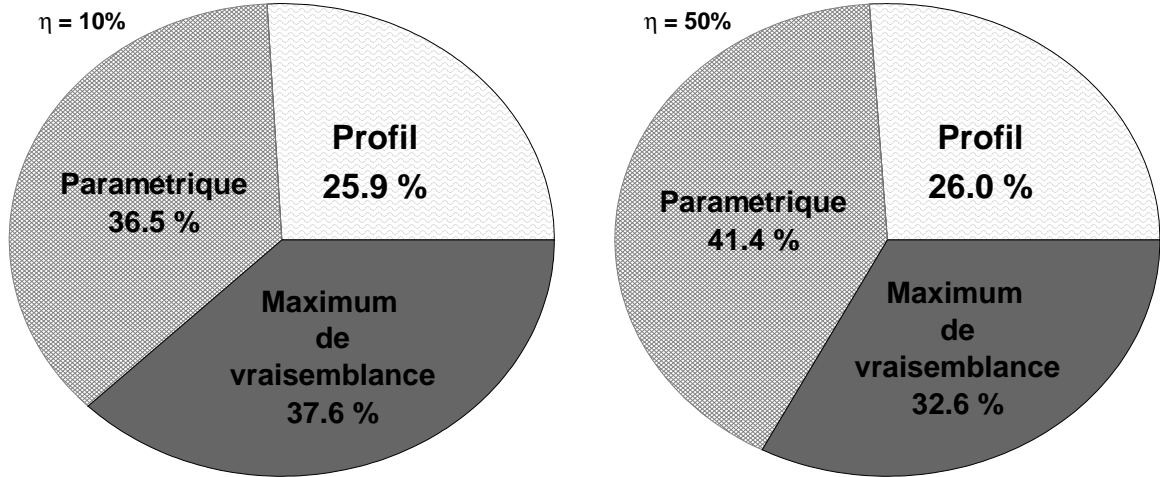


FIG. 4.35 – Proportion d'événements pour chaque méthode telle que l'écart $|\xi_\gamma|$ pour cette méthode soit le plus faible des trois avec au moins $|\xi_\gamma| < \eta$.

et véritable pour chacun des composants du détecteur. Chaque méthode pourra profiter ou bien pâtir de cette simulation plus proche de la réalité. Les essais en faisceau permettront eux tant de valider la simulation que de confronter les méthodes directement à la réalité.

La méthode de maximum de vraisemblance s'applique aujourd'hui à une gamme relativement restreinte des événements de GLAST. Malgré cela, plusieurs horizons restent inexplorés. En particulier, il doit être possible de généraliser la méthode à des événements débutant dans le calorimètre. Une étude plus complète des effets de l'angle azimutal sur les mesures pourrait aussi permettre de mieux reconstruire les événements proches des bords. Les classes d'événements par exemple pourraient être définies de façon plus quantitative en appliquant, comme pour la sélection des énergies reconstruites, un algorithme de classification arborescente. Il faut encore trouver comment caractériser l'homogénéité des populations pour permettre à l'arbre de se créer.

Chapitre 5

Propagation extragalactique des rayons γ

A ce jour, l'objet extragalactique vu au TeV le plus éloigné est 1ES1101-232 à une distance $z \sim 0.186$. En comparaison, EGRET a observé entre 30 MeV et 30 GeV, 66 blazars confirmés à des distances pouvant dépasser $z = 2$ [56]. Cette différence résulte de l'interaction $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ des rayons γ au-delà de 30 GeV sur le fond diffus extragalactique infrarouge. Cette atténuation des flux de rayons γ augmente en fonction de l'énergie ($\gamma < 10^4$ TeV), et exponentiellement selon z ($z < 0.5$). Ainsi, l'épaisseur optique dépasse l'unité à partir de $z = 2$ pour des photons de 10 GeV et $z = 0.03$ pour des photons de 50 TeV [96]. En conséquence, le spectre intrinsèque des sources au-delà de 100 GeV (ou moins si $z \lesssim 1$) ne peut être obtenu qu'après correction des effets d'atténuation [4] provoqué par un fond diffus encore méconnu. On peut, à l'opposé, chercher à contraindre le spectre du fond de photons à l'aide des observations des rayons γ , par exemple entre $0.8 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$ [29] [3] grâce aux télescopes Čerenkov, ou potentiellement dans l'ultra-violet à $z > 5$ avec GLAST [84].

Les paires d'électrons interagissent par inverse-Compton avec le fond de photons. Ceux-ci peuvent alors se trouver propulsés dans la même gamme d'énergie que les photons initiaux. Ce chapitre s'intéresse au phénomène de cascades résultant de la combinaison de ces mécanismes, production de paire et inverse-Compton. On commence donc par étudier le spectre du fond de photons, dans la section 5.1. Il devient ensuite possible de considérer les sections efficaces des mécanismes de création de paire, section 5.2, et inverse-Compton, section 5.3, dans une forme générale mais aussi particulière au spectre du fond de photons. Les électrons se déplaçant dans le vide peuvent être déviés par le champ magnétique extragalactique. Cette diffusion peut diminuer le flux des photons issus des cascades et parvenant à l'observateur. Elle peut aussi provoquer la formation d'un halo autour des sources. La section 5.4 s'attachera à l'étude de ce champ magnétique et de ses effets. Enfin, les équations de transport des cascades, prenant le champ B en compte, sont décrites dans la section 5.5. Les spectres qui en découlent sont étudiés dans la section 5.6.

On utilise par la suite les notations :

- c la vitesse de la lumière.
- On distingue les photons cibles, issus du fond cosmologique ou extragalactique des photons dits « rayons γ », au-dessus de 100 MeV, et détectables par des télescopes tels GLAST ou HESS :
 - $n_b(\varepsilon_b)$ le nombre de photons du fond extragalactique (EBL) ou du fond cosmologique micro-onde (CMB) par mètre cube et par unité d'énergie ($[n_b] = \text{eV}^{-1} \text{m}^{-3}$).
 - ε_b est l'énergie d'un photon issu du fond.
 - $n_\varepsilon(\varepsilon)$ le nombre de photons à haute énergie par mètre cube et par unité d'énergie.

- ε est l'énergie d'un photon de plus d'un MeV.
- Pour les électrons :
 - m_e la masse d'un électron. $m_e c^2 \approx 511$ keV.
 - $\sigma_T = \frac{8}{3} \pi r_e^2 \approx 6.65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2$ la section efficace Thomson, avec $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ le rayon classique de l'électron.
 - $\beta_e = v/c$, avec v la vitesse de l'électron.
 - $\gamma_e = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_e^2}}$.
 - $E = \gamma_e m_e c^2$ l'énergie de l'électron.
 - $n_L(E)$ le nombre d'électrons par mètre cube et par unité d'énergie.
- Les paramètres cosmologiques sont [85] :
 - z indique la distance cosmologique.
 - $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ la constante de Hubble.
 - $\Lambda = 0.71$ la constante cosmologique.
 - $\Omega_M = 0.27$, $\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{H_0^2}$ les densités réduites de matière et d'énergie noire.
 - $\frac{dt}{dz} = \frac{1}{H_0(1+z)} \frac{1}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda + (1-\Omega_M-\Omega_\Lambda)(1+z)^2}}$, donne le taux d'expansion de l'univers en fonction du temps.

5.1 Le fond de photons

Le fond de photons est schématisé sur la figure 5.1 de la radio aux rayons γ . Les fonds importants dans cette étude sont :

- Le fond cosmique micro-onde (CMB), entre 10 et 10^3 GHz pour un flux maximal de $10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, avec lequel interagissent les électrons par inverse-Compton. Il est présenté en sous-section 5.1.1.
- Les fonds ultra-violet et optiques (CUVOB) et infrarouge (CIB), regroupés ici sous la dénomination EBL (ExtraGalactic Background Light), entre 10^2 et $3 \cdot 10^6$ GHz pour un flux maximal de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. C'est majoritairement avec lui que les rayons γ interagissent pour produire une paire d'électrons. Il est étudié en sous-section 5.1.2.

Les fonds de rayons γ , de rayons X, ou radio, n'interviennent pas directement dans cette étude et seront donc ignorés.

5.1.1 Le fond cosmique micro-ondes (CMB)

Le CMB constitue le rayonnement le plus important en nombre de l'univers. Selon la cosmologie du big-bang, ce rayonnement marque le découplage de la matière avec les photons, vers $z \approx 1100$. Son spectre s'écrit :

$$n_{\text{CMB}}(T, \varepsilon) = 8\pi \left(\frac{hc}{m_e c^2} \right)^3 \frac{\varepsilon^2}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) - 1} \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-3} \quad (5.1)$$

L'expansion de l'univers se traduit par :

- Une augmentation du volume : $dV_z \rightarrow (1+z)^{-3} dV_0$.
- Une perte d'énergie des particules : $\varepsilon_z \rightarrow (1+z)\varepsilon_0$.

Les photons dans l'intervalle $[\varepsilon_z, \varepsilon_z + d\varepsilon_z]$, dans le volume dV_z à la distance z sont au nombre de $N(z) = n_{\text{CMB}}(T_z, \varepsilon_z) dV_z d\varepsilon_z$. A $z = 0$, ce nombre n'a pas changé, $N(z) = N(0)$. On a donc :

$$n_{\text{CMB}}(T_0, \varepsilon_0) = n_{\text{CMB}}\left(\frac{T_z}{1+z}, \frac{\varepsilon_z}{1+z}\right) \quad (5.2)$$

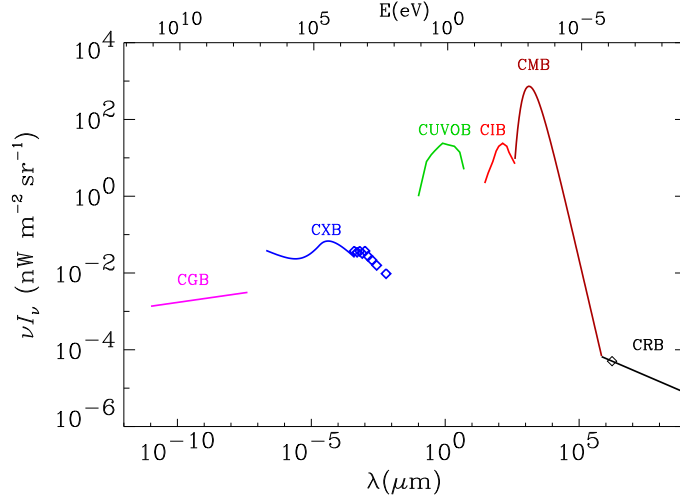


FIG. 5.1 – Le fond de photon [58], du fond radio (CRB), au fond de rayons γ (CGB), en passant par le fond cosmologique micro-onde (CMB), le fond infrarouge (CIB), le fond optique et ultra-violet (CUVOB) et le fond de rayons X (CXB).

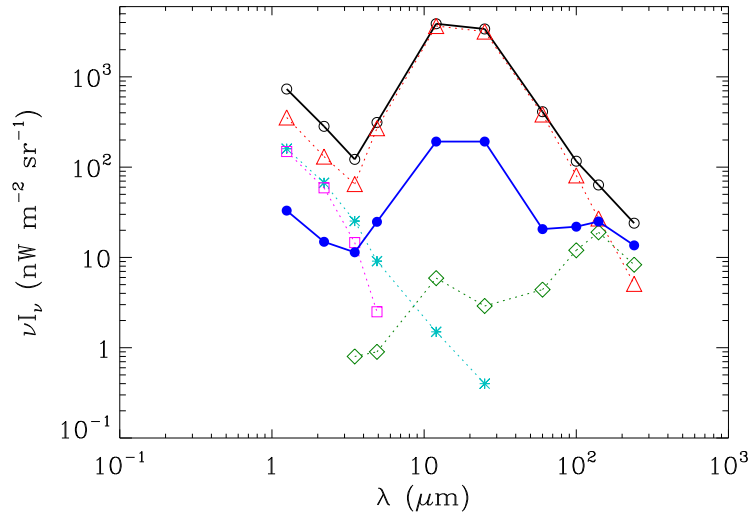


FIG. 5.2 – Les contributions des sources principales à la luminosité observée dans l'infrarouge [58] dans le trou de Lockman de la luminosité totale (disques évidés), les poussières interplanétaires (triangles), les sources galactiques distinguables (carrés), la contribution statistique des sources non-distinguables (astérisques), les poussières interstellaires (losanges). Les disques pleins indique la luminosité résiduelle après soustraction de ces contributions. C'est a priori le fond extragalactique infrarouge.

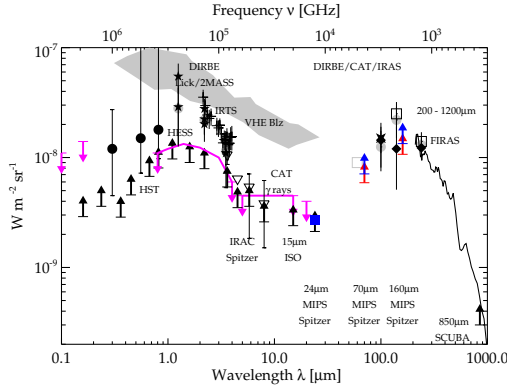


FIG. 5.3 – Fond extragalactique de photons de $0.1\mu\text{m}$ à 1mm [34]. Les limites basses sont estimées par le décompte des galaxies observées, les limites hautes par des hypothèses sur le comportement possible des blazars au TeV.

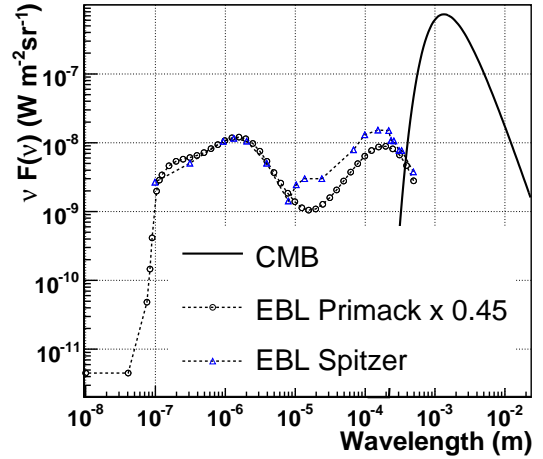


FIG. 5.4 – Comparaison des fonds extragalactiques, déterminé à l'aide de contraintes observationnelles (EBL Spitzer) [34], et déterminé selon un modèle [91] puis normalisé ($\times 0.45$) en flux selon les observations de HESS (EBL Primack $\times 0.45$) [3]. Les spectres entre 0.5 et $5\mu\text{m}$ sont équivalents. C'est pourquoi les opacités aux γ calculées avec l'une ou l'autre le sont aussi.

En d'autres mots, l'expansion de l'univers transforme un corps noir de température T en un corps noir de température moindre $T/(1+z)$. Le CMB est aujourd'hui mesuré à une température de $T = 2.725\text{ K}$ ($kT = 2.35 \cdot 10^{-4}\text{ eV}$).

5.1.2 Le fond extragalactique (EBL)

Le fond extragalactique n'a pas comme le CMB une forme analytique claire. Il se définit en effet comme la somme des émissions depuis l'époque de la réionisation ($z \sim 7-20$). Cette forme dépend donc de l'histoire de la formation des galaxies et des étoiles. De plus son observation est rendue particulièrement ardue par la présence de sources de bruit dont le flux est au moins du même ordre que le flux de l'EBL. Cette section commence par aborder les sources de bruit masquant l'EBL. Elle s'intéresse ensuite aux techniques permettant son observation. Enfin une description est donnée des sources contribuant potentiellement à l'EBL, et, par ce biais, de l'historique de sa formation dans l'univers. Les informations présentées ici sont principalement tirées des revues [58] [67].

Sources de bruit

Les sources de bruit et leur flux, mesurés dans le trou de Lockman ¹, sont présentées sur la figure 5.2. La première source de bruit est interne au système solaire. La lumière zodiacale résulte de la diffusion ou la réémission par les poussières interplanétaires de la lumière du soleil. Comme le montre la figure 5.2, elles sont les principales sources de lumière entre 1 et $100\mu\text{m}$. Les nuages de poussière tendent à être confinés autour de l'Ecliptique. Son spectre se rapproche d'un corps noir à 240 K . L'importance de l'émission est fonction de la position

¹Section du ciel d'un angle solide de 15° où la densité de colonne de l'hydrogène galactique est minimal. C'est donc la section la plus propice à l'observation d'objets extragalactiques.

de la terre par rapport aux nuages. Etant donné leur proximité, celle-ci varie fortement en fonction de la position de la Terre sur son orbite. Des observations répétées à diverses périodes de l'année permettent d'éliminer la composante variable des spectres pour n'en conserver que les composantes stables.

Les émissions galactiques les plus importantes proviennent des étoiles de la galaxie. Les étoiles les plus brillantes sont masquées pendant l'analyse. On estime la contribution des autres statistiquement. Ces émissions sont importantes principalement dans l'ultra-violet.

Le milieu interstellaire lui aussi émet dans ces longueurs d'onde. Tout comme les poussières interplanétaires, le milieu absorbe la lumière des étoiles pour les réémettre dans l'infrarouge. Ces émissions ont un flux inférieur au flux du CIB.

Pour des longueurs d'onde supérieures à $100\ \mu\text{m}$, le CMB lui-même devient une source de bruit lorsque l'on s'intéresse au CIB, le fond dû aux émissions des galaxies. Néanmoins, la forme spectrale du CMB est connue et ses fluctuations sont négligeables. Cette contribution peut donc être retirée.

Origine de l'EBL

L'origine de l'EBL est connue dans les grandes lignes. La bosse dans l'ultra-violet et l'optique serait due aux émissions des étoiles de population I et II (respectivement de troisième et de seconde génération). L'émission de ces étoiles peut être absorbée. Ainsi, l'opacité aux photons entre $13.6\ \text{eV}$ et $\sim 1\ \text{keV}$ est telle que ceux-ci ne se propagent guère hors du lieu où il sont produits. En effet cet intervalle d'énergie correspond aux niveaux d'excitation des atomes ou molécules du milieu interstellaire et intergalactique (qui résultent par exemple dans l'observation de raies spectrales dans le spectre des quasars, les forêts $\text{Li}\alpha$). Les photons absorbés peuvent être réémis dans l'infrarouge. On considère en effet que la bosse infrarouge correspond aux émissions ou diffusions par les poussières. Trois types de poussières contribueraient, toutes fonction de la métallicité donc de l'âge des galaxies : les hydrocarbures polycycliques aromatiques (ou PAH, entre $10\ \mu\text{m}$ et $30\ \mu\text{m}$), les nuages de poussière chauds dans les régions de formation active d'étoiles (30 à $70\ \mu\text{m}$) et les cirrus, nuages froids autour des galaxies (70 à $100\ \mu\text{m}$) [91].

Les noyaux actifs de galaxie (AGN) et les quasars participent eux aussi à la constitution de l'EBL. Néanmoins, leur contribution ne dépasserait pas les 10% à 20% du fond total [79].

La résolution des objets contribuant à l'EBL permet d'en déterminer l'histoire. Ainsi l'EBL à $z = 0$ résulterait principalement de galaxies dont l'évolution remonte principalement à $z < 2$. Cette évolution étant elle-même déterminée en fonction du décompte des sources et du flux mesuré de l'EBL [70] [90]. Une fraction importante de ces sources paraît aujourd'hui résolue, les limites hautes sur le flux étant seulement les trois-quarts des limites basses imposé par le décompte des sources. Le pic de l'émission infrarouge se situerait ainsi entre $z = 0.5$ et $z = 1.5$ [34] [71].

Estimations de l'EBL

Un certain nombre de méthodes existent pour estimer le flux de l'EBL. Les premières consistent en l'observation directe du flux avec soustraction des sources de bruit. C'est ce qui est fait à l'aide des satellites COBE, IRTS, Spitzer ou HTS. La difficulté réside dans la soustraction des fonds, en particulier les émissions zodiacales et la contribution des étoiles non-détectées de notre galaxie. La soustraction pour ces deux sources dépend fortement des modèles choisis. La détection directe de l'EBL n'est confirmée que si les résidus (cartes du ciel dont les fonds ont été soustraits) sont de façon significative au-dessus des barres d'erreurs tant systématiques que statistiques, mais aussi à condition que ceux-ci soient isotropes et décorrélés

de la position des sources de bruit. Il semblerait qu'aucune analyse à ce jour ne remplisse par elle-même ces trois conditions.

Une seconde méthode, utilisant les données des mêmes instruments consiste à identifier autant que faire se peut les objets extragalactiques contribuant à l'EBL. Cette méthode est limitée par la sensibilité mais aussi la résolution de l'instrument. Il est possible d'améliorer les résultats en utilisant des cartes du ciel dans une longueur d'onde pour compter ces mêmes sources dans des longueurs d'onde ayant une moins bonne résolution. Ainsi Spitzer aurait résolu plus des trois quart de l'EBL au-dessus de $24\mu\text{m}$ [34]. Ces estimations constituent des limites basses pour l'EBL, un certain nombre de sources ayant pu être omises. Des limites basses sont aussi fournies par HTS à $\sim 0.2\mu\text{m}$ et à nouveau Spitzer jusqu'à $24\mu\text{m}$.

L'astronomie γ permet elle aussi de contraindre l'EBL. Celles-ci sont indiquées par les flèches vers le bas (violettes) sur la figure 5.3. En effet les rayons γ interagissent sur le fond et produisent des électrons. Si l'on connaît la distance aux sources observées mais aussi le spectre qu'elles émettent, on peut alors mesurer l'infrarouge en étudiant l'importance de l'atténuation de ce spectre. Dans les faits, la forme des spectres reste incertaine. Néanmoins, il est possible d'estimer des valeurs hautes de l'EBL. Un spectre infrarouge avec des valeurs plus grandes impliquerait une émission intrinsèque (émission observée désatténuée) physiquement improbable car trop importante.

Ces diverses méthodes sont complémentaires les unes des autres. Ainsi les limites basses obtenues par comptage sont-elles en accord avec les limites hautes obtenues avec l'observation des rayons γ . Les observations directes sont elles-même globalement en accord avec ces limites. On peut néanmoins remarquer que les observations proposées par IRTS semblent indiquer une composante de l'EBL à des valeurs de flux dépassant les autres. Cette composante s'accorde bien au spectre des émissions zodiacales, signe potentiel d'une soustraction de fond incomplète. Mais surtout elle s'adapte aussi bien au spectre probable des étoiles de population III² [36], soit une source extragalactique. Les observations au TeV permettent de choisir entre ces deux hypothèses. En effet une source locale ne participera pas à l'atténuation. Des blazars avec un spectre intrinsèque au TeV en loi de puissance semblent infirmer l'hypothèse des « étoiles de population III » [37][3]. Néanmoins il reste possible de réconcilier les observations γ avec celles d'IRTIS en invoquant un spectre en loi de puissance brisée [68].

Le spectre utilisé dans cette étude

Dans cette étude le spectre utilisé (Primack $\times 0.45$ sur la figure 5.4) correspond à celui proposé par Primack [91] et repris par la collaboration HESS [3]. Sa forme est déterminée par une modélisation de spectres d'émission de galaxies « typiques » et de l'évolution de leur nombre [91]. Le résultat était initialement normalisé aux valeurs mesurées à 2.2 et $3.5\mu\text{m}$ [107] [35]. La collaboration HESS propose une normalisation plus contraignante ($\times 0.45$) justifiée par des mesures de flux au TeV [3]. Le spectre est comparable à celui fourni par Spitzer [34] et qui s'appuie sur des contraintes observationnelles (dont celles proposées par HESS).

5.2 Production de paires : $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$

On s'intéresse dans un premier temps au taux d'atténuation et à sa longueur caractéristique, dans la sous-section 5.2.1. L'émission est abordée par la suite, sous-section 5.2.2.

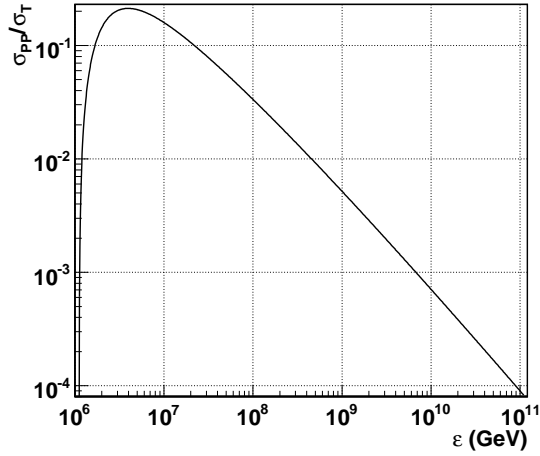


FIG. 5.5 – Section efficace de production de paire pour un photon $\varepsilon_b = 2.3 \cdot 10^{-4}$ GeV.

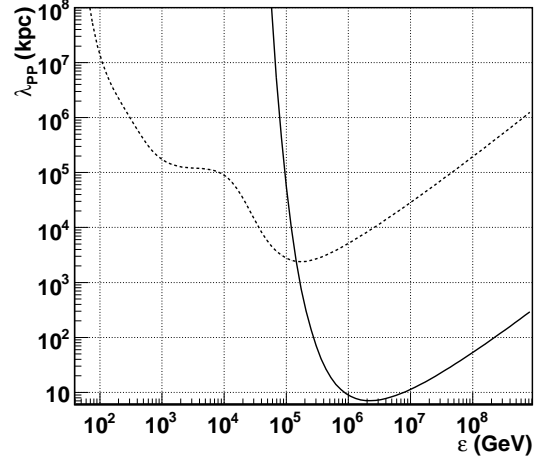


FIG. 5.6 – Longueurs d'interaction de production de paire pour des photons cibles du CMB (trait plein) et de l'EBL hors CMB (tirets) avec $z = 0$.

5.2.1 Atténuation

La section efficace de production de paire pour des photons incidents non polarisés et isotropes est [52] :

$$\sigma_{PP} = \frac{3\sigma_T}{16} \int_{-1}^{\mu_{\max}} (1-\mu) \frac{d\mu}{2} (1-\beta'^2) \left[(3-\beta'^4) \log \frac{1+\beta'}{1-\beta'} - 2\beta'(2-\beta'^2) \right] \quad (5.3a)$$

$$\xi = \frac{\varepsilon_b \varepsilon}{(m_e c^2)^2} \quad (5.3b)$$

$$\beta' = \left[1 - \frac{2}{(1-\mu)\xi} \right]^{1/2} \quad (5.3c)$$

$$\mu_{\max} = \max \left(-1, 1 - \frac{2}{\xi} \right) \quad (5.3d)$$

Celle-ci, illustrée sur la figure 5.5, est nulle à la limite cinématique $\varepsilon_b \varepsilon \leq (m_e c^2)^2$. En effet la conservation de l'impulsion des deux photons produisant une paire e^+e^- à l'arrêt donne $2\varepsilon_b \varepsilon (1 - \cos \theta) = 4(m_e c^2)^2$, avec θ l'angle entre les photons. Cette section efficace est maximale pour $\varepsilon_b \varepsilon \approx 3.7(m_e c^2)^2$.

La longueur d'interaction en fonction de z pour un fond de photons cibles se calcule à partir du taux d'interaction avec :

$$\lambda_{PP}(z) = \left[\int d\varepsilon_b \sigma_{PP} n_b(z, \varepsilon_b) \right]^{-1} \quad (5.4)$$

λ_{PP} est indiquée sur la figure 5.6. Ces longueurs d'interaction permettent de déterminer l'opa-

²Etoiles de premières génération ($z \sim 20$), composées entièrement d'hydrogène, de masse $M > 260M_\odot$, d'une luminosité proche de la limite d'Eddington et provoquant la réionisation de l'univers.

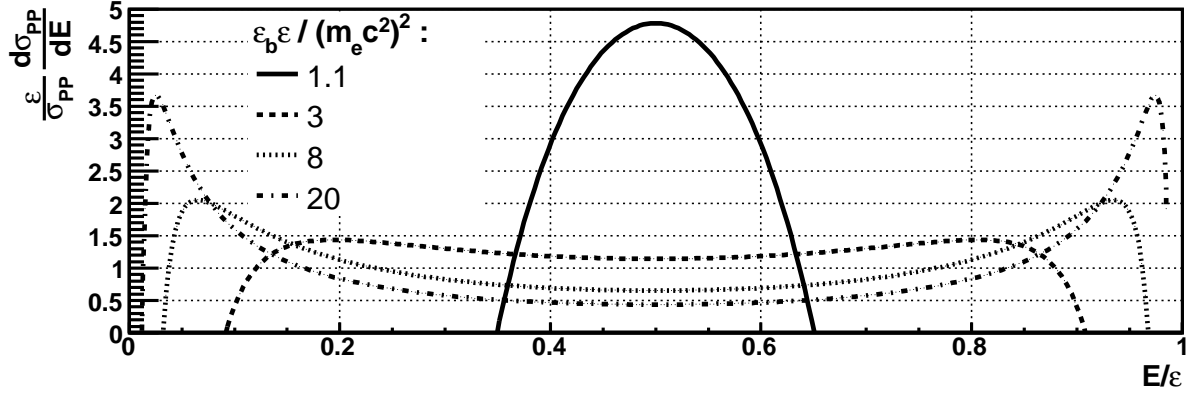


FIG. 5.7 – Probabilité d’émission d’un électron d’énergie E lors d’un photo-annihilation avec $\varepsilon = 10$ TeV. L’émission est symétrique par rapport à $E = 0.5\varepsilon$. Proche du seuil $\varepsilon_b \varepsilon = (m_e c^2)^2$, elle est piquée en cet endroit. Puis deux pics se dessinent ($\xi = 3$) et rejoignent pour $\varepsilon_b \varepsilon \gg (m_e c^2)^2$ les valeurs $E = 0$ et $E = \varepsilon$.

ité du ciel aux rayons γ :

$$\begin{aligned} \tau_{PP}(\varepsilon, z) &= \int_0^z c \frac{dt}{dz} \frac{dz}{\lambda_{PP}} \\ &\approx \frac{cz}{\lambda_{PP} H_0} \quad \text{pour : } z \ll 1 \\ &\approx \frac{4.2 \cdot 10^6 \text{ kpc}}{\lambda_{PP}} z \end{aligned} \quad (5.5)$$

alors :

$$n\left(\frac{\varepsilon}{1+z}, 0\right) = n(\varepsilon, z) e^{-\tau_{PP}} \quad (5.6)$$

où $n(\varepsilon, z)$ est la densité de photons d’énergie ε émise à une distance cosmologique z . On considère que le ciel est opaque au rayonnement d’énergie ε à partir de $\tau_{PP}(\varepsilon, z) = 1$. C’est déjà le cas à $z = 0.1$ pour des photons au TeV. Ceux-ci interagissent avec l’EBL (fond diffus hors CMB). Au-delà de 100 TeV, les photons interagissent avec le CMB. La densité de CMB est telle que même les rayons peuvent difficilement franchir la distance séparant deux galaxies (~ 1 Mpc). En ce qui concerne les sources vues par les télescopes Čerenkov actuels ($z \lesssim 0.3$), le ciel est transparent aux photons en-deçà de ~ 100 GeV. Au-delà de $z \sim 0.5$, l’évolution du fond rend la figure incorrecte. Notons cependant que le ciel serait transparent aux photons de moins de 30 GeV [84][96] pour $z \leq 10$.

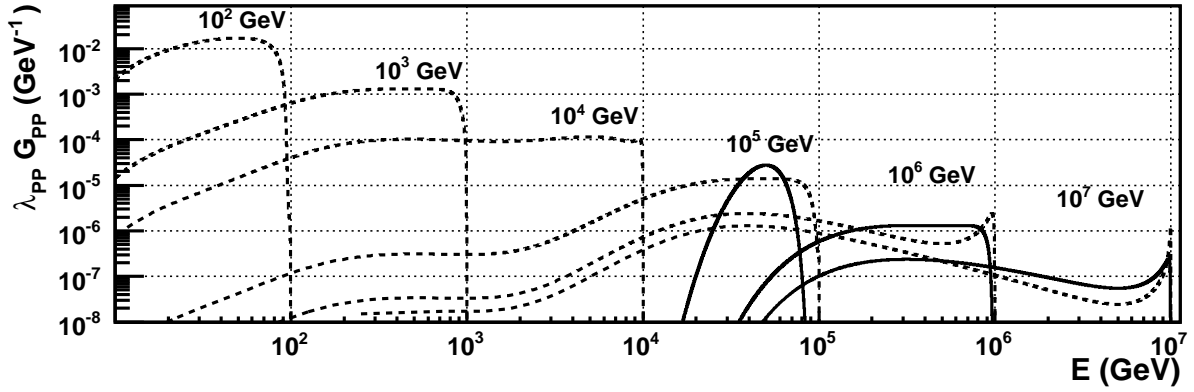
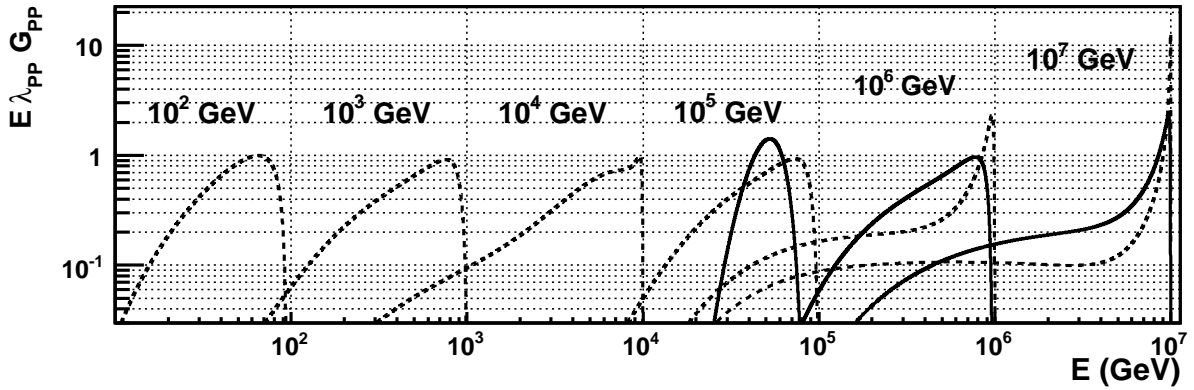
5.2.2 Emission

La section efficace différentielle $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ pour des populations de photons cibles non-polarisées et isotropes s’écrit [108] :

$$\frac{d\sigma_{PP}}{dE}(\varepsilon, \varepsilon_b, E) = \frac{3\sigma_T(m_e c^2)^2}{4\varepsilon_b \varepsilon^2} [(2q - r)(q - 1) - 2q \log q] \quad (5.7a)$$

$$q = \frac{m_e c^2}{4\varepsilon_b \gamma_e} \frac{\varepsilon}{\varepsilon - E} \quad (5.7b)$$

$$r = \frac{1}{2} \left(\frac{E}{\varepsilon - E} + \frac{\varepsilon - E}{E} \right) \quad (5.7c)$$

(a) Densités de probabilité par interaction pour l'émission d'un électron d'énergie E 

(b) Spectres d'émission des électrons par photo-annihilation

FIG. 5.8 – Caractéristiques de l'émission par photo-annihilation pour l'EBL (pointillés) et le CMB (traits pleins) pour des valeurs de ε indiquées au-dessus des courbes. La majeure partie de l'énergie ε est emportée par un seul électron, impliquant un pic proche de ε . G_{PP} décroît lorsque $\varepsilon \varepsilon_b \gg (m_e c^2)^2$ alors que l'importance relative du pic augmente. Les deux bosses aux flux de l'EBL expliquent la forme particulière des émissions entre $\varepsilon = 10^3$, 10^4 et 10^5 GeV.

Avec les inégalités cinématiques :

$$\xi = \frac{\varepsilon_b \varepsilon}{(m_e c^2)^2} > \frac{\varepsilon^2}{4E(\varepsilon - E)} > 1 \quad (5.7d)$$

et où ε , ε_b et E sont les énergies des rayons γ , des photons cibles (EBL) et de l'électron. Cette expression est valable pour des photons cibles peu énergétiques par rapport aux photons incidents ($\varepsilon_b \ll \varepsilon$). $\frac{d\sigma_{PP}}{dE}$ est illustrée sur la figure 5.7 pour diverses valeurs de ξ . L'émission est toujours symétrique par rapport au centre $E = 0.5\xi$. Lorsque ξ est proche du seuil $(m_e c^2)^2$, l'émission a un pic centré en $E = 0.5\varepsilon$. Pour $\xi \gg 1$, le pic se sépare en deux et ces deux pics rejoignent symétriquement les valeurs $E = 0$ et $E = \varepsilon$.

On appelle G_{PP} l'intégration de $\frac{d\sigma_{PP}}{d\varepsilon}$ sur un fond de photons, donnant la section efficace différentielle d'interaction pour un rayon γ traversant l'EBL :

$$G_{PP}(\varepsilon, E) = \int n_b(\varepsilon_b) d\varepsilon_b \frac{d\sigma_{PP}}{dE}(\varepsilon, \varepsilon_b, E) \quad (5.8)$$

A nouveau, cette intégrale est calculable analytiquement tant pour un fond en loi de puissance tronquée ($n_b(\varepsilon_b) = \varepsilon_b^\alpha$ pour $\varepsilon_b \in [\varepsilon_{bmin}, \varepsilon_{bmax}]$) qu'un corps noir [108]. La figure 5.8 illustre l'émission G_{PP} pour l'EBL et le CMB. Les densités de probabilité d'émission, sur la figure 5.8(a), présentent un pic puis deux pour ε croissant, tout comme le laisse supposer la figure 5.7. Ces pics se placent entre 0.5ε et ε , et en-deçà de 0.5ε . L'émission a donc un pic entre 0.5ε et ε . Ce pic se rapproche de ε au fur et à mesure que cette énergie augmente. Dans les cascades, à l'ordre zéro en ε et pour $\xi \gg 1$, on peut donc considérer que seul un électron est créé par interaction, en ne conservant que celui de haute énergie ($E > 0.5\varepsilon$). On aura en effet $\varepsilon - E \ll \varepsilon$ trop faible pour une production de photons à haute énergie par inverse-Compton. Un tel modèle fut souvent utilisé pour des estimations Monte-Carlo des processus de cascades [92][93].

5.3 Inverse Compton : $e\gamma \rightarrow e\gamma$

Ce processus $e\gamma \rightarrow e\gamma$ a lieu entre un électron à très haute énergie ($\gamma \gg 1$) et un photon issu du CMB ou de l'EBL. Il constitue un transfert d'énergie de l'électron au photon cible. On distingue deux régimes différents pour l'inverse-Compton [66][15][28]. Ils différencient les cas où le recul de l'électron dans son référentiel au repos (avant interaction) peut ou non être négligé. Cela dépend de l'énergie $\varepsilon'_b = \gamma\varepsilon_b$ du photon cible dans le référentiel de l'électron. On distingue :

- **Régime Thomson** : $\varepsilon'_b \ll m_e c^2$. La section efficace est alors constante à l'ordre zéro en ε'_b , de valeur $\sigma_{IC} \approx \sigma_T$. L'énergie du photon rayonné est de l'ordre de $\langle \varepsilon \rangle = \frac{4}{3}\gamma^2 < \varepsilon_b >$.
- **Régime Klein-Nishina** : $\varepsilon'_b \gg m_e c^2$. La section efficace est décroissante. On a alors $\sigma_{IC} \approx \frac{3\sigma_T m_e c^2}{8} \frac{\log(4\varepsilon'_b)}{\varepsilon'_b}$.

Dans le cadre des cascades, plusieurs informations nous intéressent. Il y a en premier lieu le taux de diffusion, c'est-à-dire le nombre d'interactions par unité de temps, des électrons, décrit en sous-section 5.3.1. Il y a ensuite le spectre des photons sortants 5.3.2.

Les expressions données ci après sont valables avec les hypothèses suivantes :

- Expressions moyennées sur la polarisation des photons. Le fond de photon est non-polarisé.
- Expressions moyennées sur la direction des photons cibles. Le fond de photons est isotrope en direction.
- $\gamma \gg 1$, on s'intéresse aux électrons avec énergie cinétique supérieure au MeV.
- $\varepsilon \gg m_e c^2$, idem.
- $\varepsilon_b \ll m_e c^2$, le fond de photons est en-deçà de l'ultra-violet ($< \text{eV}$).

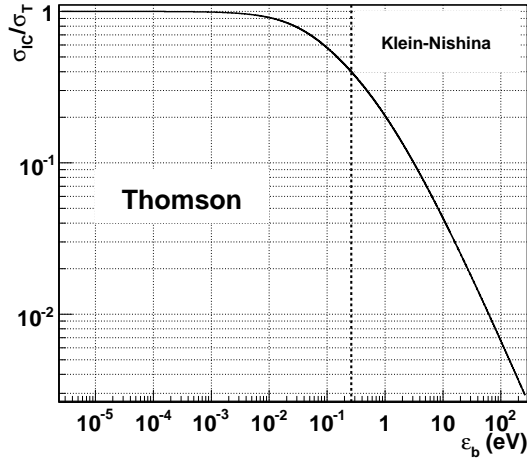


FIG. 5.9 – Section efficace inverse-Compton pour un électron de 1 TeV. Le régime de Thomson commence en-deçà de 0.26 eV. On a alors une section efficace approximativement constante. Au-delà se situe le régime Klein-Nishina et la section efficace chute.

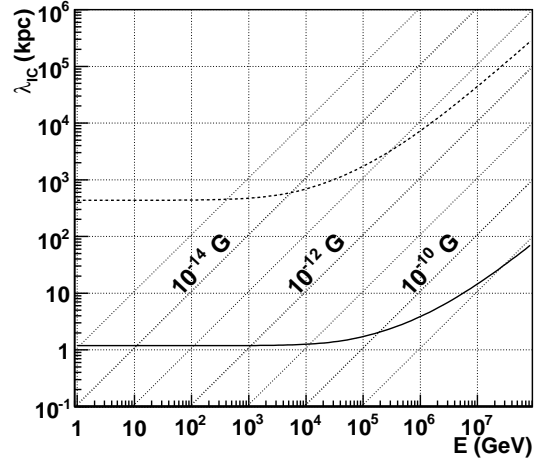


FIG. 5.10 – Longueur d'interaction inverse-Compton pour des photons cibles de l'EBL (tirets) et du CMB (trait plein), avec $z = 0$ en fonction de l'énergie de l'électron E . Le taux d'interaction d'un électron avec le second est négligeable devant celui avec le premier. Les droites indiquent les rayons de Larmor des électrons pour un champ magnétique entre 10^{-15} G et 10^{-9} G.

5.3.1 Taux de diffusion

Le taux d'interaction moyenné sur la polarisation et pour une population isotrope de photons cible s'écrit [28] :

$$\sigma_{IC}(\gamma_e, \varepsilon_b) = \frac{3\sigma_T m_e^2 c^4}{32\varepsilon_b'^2 \beta} \int_{2\varepsilon_b'(1-\beta)}^{2\varepsilon_b'(1+\beta)} dx \left[\left(1 - \frac{4}{x} - \frac{8}{x^2}\right) \log(1+x) + \frac{1}{2} + \frac{8}{x} - \frac{1}{2(1+x)^2} \right] \quad (5.9)$$

Cette expression est valable en régime Thomson et Klein-Nishina. On retrouve avec elle les expressions des sections efficaces indiquées précédemment. L'intégration s'effectue numériquement. S'il n'est guère possible de déterminer une expression analytique valable quels que soient γ_e et ε_b , il existe par contre des expressions approchées pour les deux régimes. On les obtient par développement limité de l'équation 5.9 :

$$\sigma_{IC}(\gamma_e, \varepsilon_b) = \sigma_T \left[1 - \frac{2\varepsilon_b'}{3m_e c^2} (3 + \beta^2) \right] \quad \text{avec : } \varepsilon_b' \ll m_e c^2 \quad (5.10a)$$

$$\sigma_{IC}(\gamma_e, \varepsilon_b) = \frac{3\sigma_T}{8} \frac{\log(4\varepsilon_b'/m_e c^2)}{\varepsilon_b'/m_e c^2} \quad \text{avec : } \gamma_e \gg 1 \text{ et } \varepsilon_b' \gg m_e c^2 \quad (5.10b)$$

La figure 5.9 illustre σ_{IC} . Cette section efficace est bien constante en régime non-relativiste (Thomson), comme l'indique l'équation 5.10a. Dans le régime relativiste (Klein-Nishina) la section efficace chute en $\frac{\log E}{E}$ comme indiqué dans l'équation 5.10b.

La longueur d'interaction pour différents fonds de photons cibles se calcule à partir du taux d'interaction avec :

$$\lambda_{IC} = \left[\int d\varepsilon_b \sigma_{IC} n_b(\varepsilon_b) \right]^{-1} \quad (5.11)$$

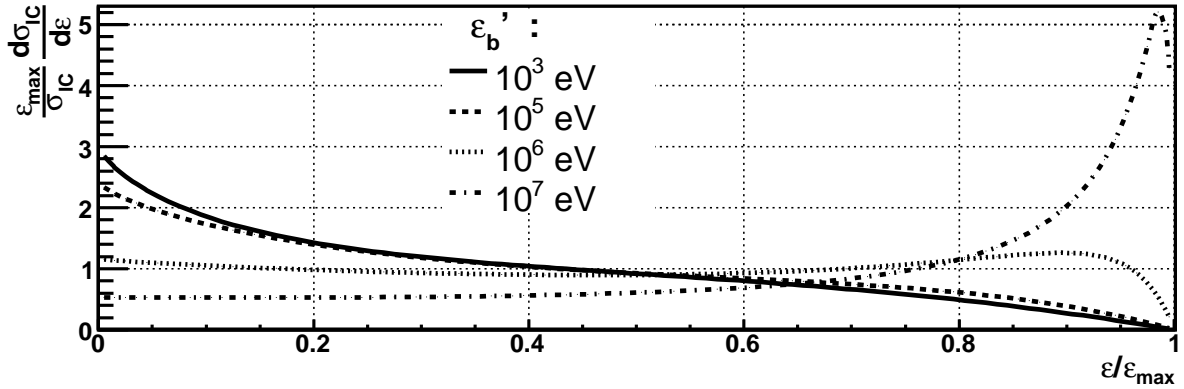


FIG. 5.11 – Probabilité d'émission d'un photon d'énergie ε par interaction inverse-Compton d'un électron de 10 MeV. L'énergie maximale d'émission est ε_{max} . L'émission en régime Thomson est indiquée par la courbe en trait plein. La densité est décroissante, avec un pic à $\varepsilon = 0$ eV. Au fur et à mesure qu'on s'éloigne de ce régime, un pic apparaît à $\varepsilon_b > 0.9\varepsilon_{max}$, croît et se rapproche de ε_{max} . Pour $\varepsilon'_b = 10^7$ eV, la densité de probabilité est devenue croissante. On est en régime Klein-Nishina.

La figure 5.10 donne λ_{IC} suivant l'énergie des électrons, pour le CMB et l'EBL séparément. En régime Thomson, cette intégrale devient $\lambda_{IC} = (\sigma_T \int dn_b)^{-1}$. On a donc pour le CMB $\lambda_{IC} \approx (6.7 \cdot 10^{-29} \cdot 4.1 \cdot 10^8)^{-1}$ (kpc/ $3.1 \cdot 10^{19}$) ≈ 1.1 kpc. En comparaison, l'EBL est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-9} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ entre 10^{-4} et 10 eV, soit une densité de particules de l'ordre de $8 \cdot 10^4 \text{ m}^{-3}$ et $\lambda_{IC} \approx 4 \cdot 10^2$ kpc. Le taux d'interaction avec l'EBL est donc négligeable par rapport à celui avec le CMB. On pourra par la suite considérer que les processus inverse-Compton n'ont lieu que sur le CMB. Le rayon de Larmor des électrons en fonction du champ magnétique extragalactique sont aussi indiqués pour un champ B entre 10^{-15} G et 10^{-9} G. Ce rayon s'exprime par $R_L = E/(eB) = 10^{-9} \text{ Mpc} \frac{E}{1 \text{ TeV}} (\frac{B}{1 \mu\text{G}})^{-1}$. Ce rayon est systématiquement beaucoup plus faible que λ_{IC} . Les implications sur la direction de l'émission inverse-Compton des électrons sera abordée ultérieurement.

5.3.2 Emission

L'émission par inverse-Compton dans les deux régimes Klein-Nishina et Thomson a été calculée par Jones [66] (figure 5.11) :

$$\frac{d\sigma_{IC}}{d\varepsilon}(E, \varepsilon_b, \varepsilon) = \frac{3\sigma_T}{4\varepsilon'_b} [2q \log q + (2q + r)(q - 1)] \quad (5.12a)$$

$$q = \frac{m_e c^2}{4\varepsilon'_b} \frac{\varepsilon}{E - \varepsilon} \quad (5.12b)$$

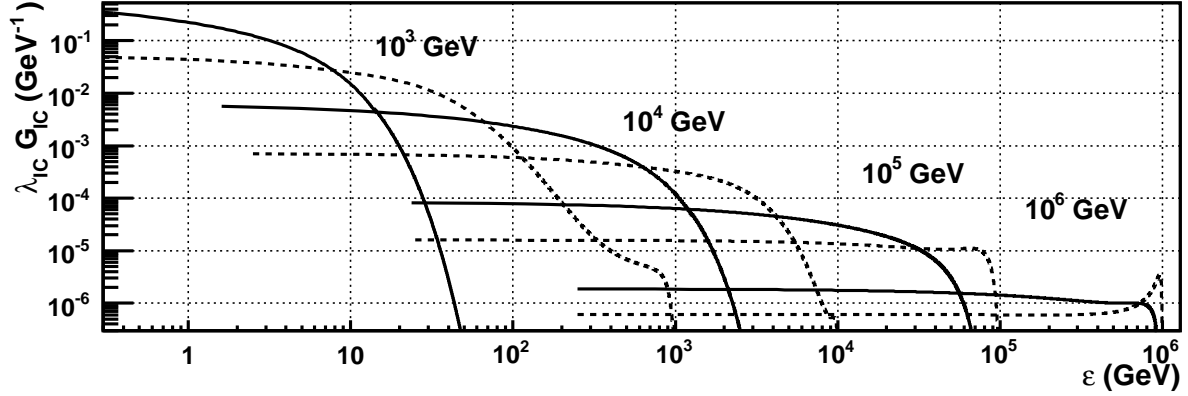
$$r = \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E - \varepsilon} + \frac{E - \varepsilon}{E} \right) \quad (5.12c)$$

Avec les inégalités cinématiques :

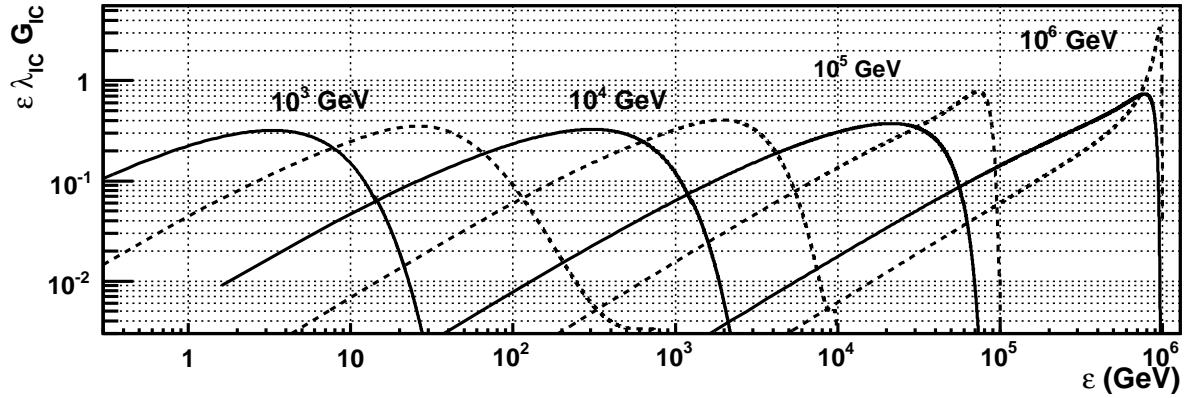
$$\varepsilon_b \leq \varepsilon \leq \varepsilon_{max} \quad (5.12d)$$

et

$$\varepsilon_{max} = E \frac{4\varepsilon'_b}{m_e c^2 + 4\varepsilon'_b} \quad (5.12e)$$

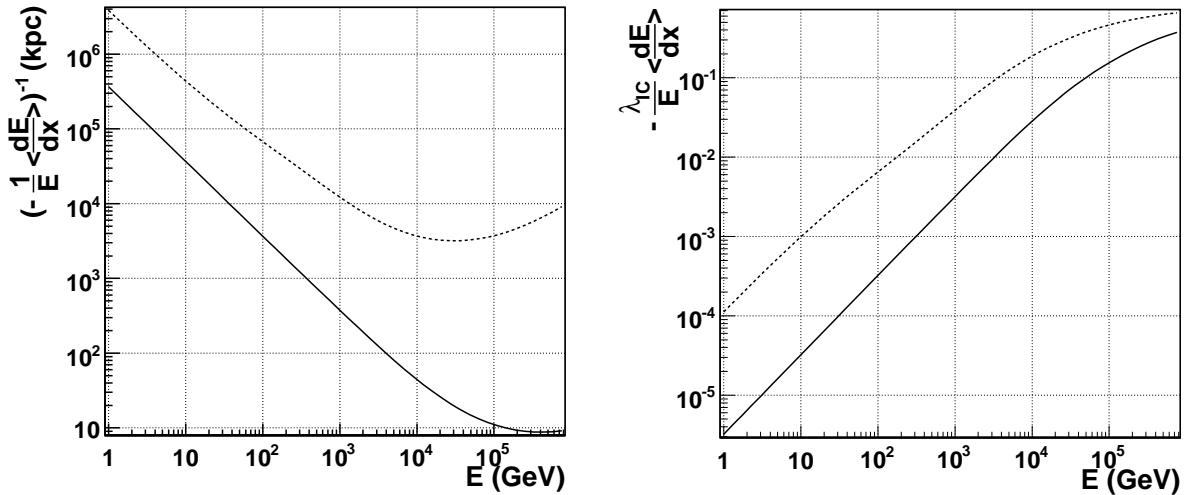


(a) Probabilité d'émettre un photon d'énergie ε par inverse-Compton sur l'EBL (pointillés) ou le CMB (trait plein) pour diverses énergies initiales de l'électron.



(b) Spectres d'émission inverse-Compton sur l'EBL ou le CMB.

FIG. 5.12 – Caractéristiques de l'émission inverse-Compton pour l'EBL et le CMB. L'énergie des photons émis se rapproche d'une loi uniforme entre dans l'intervalle $[0, \varepsilon_{\max}]$ d'autant plus que $\varepsilon \ll \varepsilon_{\max}$. Le régime Klein-Nishina se dénote par un pic dans la densité de probabilité d'autant plus proche du maximum d'émission que l'on s'éloigne du régime Thomson. Les spectres d'émission sont en conséquent linéaires en ε pour $\varepsilon \ll \varepsilon_{\max}$ et chutent d'autant plus brutalement pour $\varepsilon \sim \varepsilon_{\max}$ que l'on s'éloigne du régime Thomson.



(a) Longueur caractéristique des pertes par inverse-Compton.

(b) Fraction de l'énergie perdue à chaque interaction en fonction de E .

FIG. 5.13 – Pertes moyennes d'énergie d'un électron par inverse-Compton sur l'EBL (tirets) et le CMB (trait plein). Les pertes à chaque interaction en régime Thomson ($E \lesssim 10^4$ GeV) sont négligeable devant E : c'est un processus continu. Les pertes par unité de longueur augmentent linéairement avec l'énergie. Le refroidissement de l'électron est plus efficace en régime de Klein-Nishina, les électrons de 10 TeV perdant la majeure partie de leur énergie en moins de 100 kpc.

L'expression de $\frac{d\sigma_{IC}}{d\varepsilon}$ est valable à l'ordre zéro en $\frac{\varepsilon_b}{m_e c^2}$, le CMB étant de l'ordre de 10^{-4} eV, et à l'ordre zéro en $\frac{1}{\gamma_e^2}$, alors que les populations d'électrons étudiées sont au-delà de $\gamma_e = 100$. La forme proposée de $\frac{d\sigma_{IC}}{d\varepsilon}$ est donc applicable dans le cadre de cette étude. La forme de l'émission dépend de l'énergie ε'_b . En régime Thomson, la fonction est piquée en 0 et décroissante. Au contraire, en régime Klein-Nishina, la distribution a son pic à une valeur proche de ε_{\max} ($> 0.9\varepsilon_{\max}$). La hauteur du pic croît et le pic lui-même se rapproche de ε_{\max} quand on s'en éloigne.

On appelle G_{IC} l'intégration de $\frac{d\sigma_{IC}}{d\varepsilon}$ sur un fond de photons :

$$G_{IC}(E, \varepsilon) = \int n_b(\varepsilon_b) d\varepsilon_b \frac{d\sigma_{IC}}{d\varepsilon}(E, \varepsilon_b, \varepsilon) \quad (5.13)$$

Cette intégrale se calcule analytiquement au prix de quelques efforts tant pour un fond en loi de puissance tronquée ($n_b(\varepsilon_b) = \varepsilon_b^a$ pour $\varepsilon_b \in [\varepsilon_b^0, \varepsilon_b^1]$) que pour un corps noir [108]. On utilise ces expressions pour estimer les densités de probabilité et le spectre de l'émission pour le CMB et l'EBL. Elles sont en effet bien moins coûteuses en temps de calcul qu'une intégration numérique pour des résultats similaires à 10^{-4} près. La figure 5.12 donne quelques exemples d'émission. Sur la figure 5.12(a), on multiplie G_{IC} par λ_{IC} pour normaliser à 1 les densités de probabilité gouvernant l'émission des photons d'énergie ε . En régime Thomson, elles sont plates pour $\varepsilon \ll \varepsilon_{\max}$. Les densités de probabilité deviennent décroissantes en se rapprochant de ε_{\max} . Cette décroissance intervient d'autant plus tard et est d'autant plus brutale que l'on s'enfonce dans le régime Klein-Nishina. Dans ce régime les pertes d'énergies par interaction deviennent non-négligeables. La forme plate puis décroissante des probabilités implique un pic dans le spectre d'émission, comme illustré par la figure 5.12(b). Ce pic se rapproche de ε_{\max} en régime Klein-Nishina. Il est à $\sim \langle \varepsilon_b \rangle \gamma_e^2$ [52] en régime Thomson, où $\langle \varepsilon_b \rangle$ est l'énergie

caractéristique du fond de photons.

La perte d'énergie moyenne par unité de temps peut se calculer à partir de G_{IC} :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{1}{c} \int d\varepsilon \varepsilon G_{IC}(E, \varepsilon) \quad (5.14)$$

Il est à nouveau possible d'en déterminer une forme analytique. On donne ici des formes simplifiées des taux de pertes pour un fond en corps noir, rapportées par [52]. Elles sont valables respectivement dans le régime Thomson et dans le régime Klein-Nishina extrême :

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \approx 2.3 \cdot 10^{-20} \gamma_e (T/2.725)^4 \quad (5.15a)$$

$$-\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \approx \frac{\sigma_T}{16} \frac{m_e c^2 (kT)^2}{(\hbar c)^3 \gamma_e} \left(\log \frac{4\gamma_e kT}{m_e c^2} - 1.98 \right) \quad (5.15b)$$

La figure 5.13(a) rapporte en fonction de E la longueur caractéristique de refroidissement des électrons par inverse-Compton $(-\frac{1}{E} \frac{dE}{dx})^{-1}$. On constate en effet que cette longueur décroît linéairement en régime Thomson, comme indiqué par l'équation 5.15a, et se met à croître ensuite. La figure 5.13(b) rapporte la fraction de perte d'énergie par interaction. En régime Thomson, ces courbes sont proportionnelles aux précédentes, puisque λ_{IC} est constante. En régime Klein-Nishina, $\lambda_{IC} \sim \frac{E}{\log E}$ et les taux de pertes par interaction se rapprochent de la limite 1. En d'autres mots, dans ce régime, les électrons perdent la majeure partie de leur énergie en une seule interaction. Si les pertes sont un processus continu en régime Thomson, elles deviennent un processus discret en régime Klein-Nishina.

5.4 Influence du champ magnétique

5.4.1 Rayonnements des électrons

L'interaction des électrons avec le champ peut entraîner deux types de rayonnement. Celui induisant le plus de pertes est le rayonnement synchrotron qui décrit l'émission des électrons tournant autour des lignes de champ. L'autre est le rayonnement de courbure qui intervient lorsque les électrons suivent des lignes de champs courbées. Ainsi le rayonnement synchrotron implique [15] :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\sigma_{TC}}{6\pi} < B^2 > \gamma^2 \approx -2.5 \cdot 10^{-15} \text{ TeV s}^{-1} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^2 \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^2 \quad (5.16)$$

Le rapport des pertes par synchrotron sur les pertes par inverse-Compton sur le CMB en régime de Thomson est alors de $< B^2 > / (8\pi n_b) = 0.06 \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^2$. Les champs en jeu étant inférieurs au μG , ces mécanismes de rayonnement sont négligeables en terme de refroidissement des électrons et n'apparaîtront pas dans les équations de transport.

5.4.2 Création d'un halo, retard des cascades

Trois mécanismes sont à même de dévier les cascades de leur chemin. L'un d'entre eux dépend du champ magnétique tandis que les autres correspondent à la déflexion des particules sur le fond de photons (par inverse-Compton ou création de paires). Ces deux derniers mécanismes sont en fait négligeables. En effet les électrons issus d'une création de paire sont défléchis d'un angle moyen $\sim 1/\gamma_e$. De la même façon, les photons émis par inverse-Compton sont aussi défléchis de $\sim 1/\gamma_e$ par rapport à la course de l'électron, tandis que ce dernier l'est d'un angle inférieur à $\varepsilon_b/m_e c^2$ ($\approx 10^{-10}$ pour le CMB). Pour N interactions, l'angle de

déflexion devient $\sqrt{N}\varepsilon_b/m_e c^2$. Pour un électron de 1 TeV, il faut donc 10^8 interactions pour atteindre un angle de déflexion comparable à $1/\gamma_e$. C'est plus que la distance à parcourir ($< 1 \text{ kpc} \propto 10^5 \lambda_{\text{IC}}$ si $z < 0.2$). La déflexion résultant de ces mécanismes ne peut pas être mesurée par les observatoires des hautes énergies actuels ($\text{PSF} \sim 0.1 - 1^\circ$). Elles n'affectent pas le flux dans la mesure où l'ouverture du cône d'émission d'un jet semble être au moins de l'ordre de 10° .

Si l'on considère une source ponctuelle émettant dans un cône d'ouverture Θ_{jet} , alors, il se crée à une distance $\sim \lambda_{\text{PP}}$ de la source un nuage de paires. Un champ B pourrait en ramener tout au moins une fraction c_B vers l'observateur. Alors la source apparaîtra environnée d'un halo constitué des photons issus des cascades. Le retard à l'observateur d'un photon issu directement de la source et d'un photon issu d'une cascade est non-négligeable, atteignant 10^4 ans pour des photons à moins de 0.1° l'un de l'autre.

L'importance de θ dépend de l'intensité du champ B . On cherche maintenant à le décrire.

5.4.3 Le champ magnétique intergalactique

Méthodes de mesures

Celui-ci est difficile à mesurer car il agit indirectement sur les vecteurs d'information de l'astronomie, les flux de photons. Néanmoins, des observations en radio permettent d'estimer l'émission des électrons tournant autour des lignes de champs. Ce rayonnement synchrotron est proportionnel au champ quadratique moyen $\langle B^2 \rangle$. Or on considère qu'il y a équipartition de l'énergie entre B et les électrons relativistes produisant le synchrotron. La densité d'énergie magnétique peut donc se déduire de ces mesures.

Une autre méthode consiste à mesurer la rotation dite de Faraday. Celle-ci correspond à un changement de polarisation d'une onde électromagnétique en fonction de sa longueur d'onde et du champ traversé. On s'intéresse alors non au flux mais à la polarisation du rayonnement synchrotron.

D'autres méthodes enfin consisteraient à utiliser les cascades de rayons γ sur le fond de photons. En effet, on verra que les électrons de ces cascades peuvent diffuser sur le champ magnétique. On peut alors mesurer le retard entre une émission primaire et ses cascades. Les sursauts gamma [89] [30] ainsi que les pics d'activité des blazars [31] constituent des sources transitoires permettant d'étudier ce retard. Si l'on suppose $\theta < \Theta_{\text{jet}}$, on peut aussi mesurer la taille angulaire des halos de paires autour des sources stationnaires [83][2].

Origines

L'origine du champ magnétique pourrait en premier lieu être cosmologique. Il s'agirait d'un champ existant dans le plasma avant la recombinaison qui aurait refroidi avec l'expansion et condensé avec la formation des grandes structures [100] [32]. Une autre possibilité serait que le champ soit créé entièrement par les rayons cosmiques issus des jets de trous noirs ou bien encore des supernovae [80]. Les incertitudes sur les théories et les mesures ne réfutent pour l'instant aucun de ces scénarii. Plus de détails sont disponibles dans les revues [69] [100] [105].

Valeurs et incertitudes

Malgré les incertitudes, on considère actuellement (voir la revue [100]) que la structure du champ magnétique intergalactique suit celle des structures gravitationnelles. Ainsi on considère que le champ galactique est de l'ordre de la dizaine de μG , pouvant atteindre la centaine de μG dans les lobes des galaxies radio. À l'intérieur d'un amas de galaxies, les mesures indiquent des valeurs entre 0.1 et $10 \mu\text{G}$, soit de l'ordre d'un champ galactique. De tels groupes ont une

taille de 10 à 100 Mpc. Si l'on place une source de rayons γ en son sein la totalité des photons au-delà de 1000 TeV s'y développeraient en cascades ($\lambda_{PP}(1000 \text{ TeV}) \sim 10 \text{ kpc}$). Au-delà de ces structures, le champ inter-amas est particulièrement peu contraint tant par les modèles que les observations, il se composerait de filaments ou de nœuds d'une intensité atteignant (peut-être) 10^{-9} G et de poches telles que $B < 10^{-12} - 10^{-15} \text{ G}$. On ne sait pas quelle fraction de volume serait occupée par des champs intenses. On s'attend par contre à ce que la distance de corrélation des lignes de champs soit de l'ordre de la distance entre les galaxies ($\sim 2 \text{ Mpc}$ pour $z \ll 1$).

5.4.4 Diffusion sur le champ magnétique

La déflexion des électrons sous l'effet du champ magnétique a comme distance caractéristique :

$$R_L = 10^{-9} \text{ Mpc} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right) \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right)^{-1} \quad (5.17)$$

Le refroidissement des électrons se fait par contre sur une distance :

$$c\tau_{IC} \sim 0.3 \text{ Mpc} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1} (1+z)^{-4} \quad (5.18)$$

C'est la distance moyenne nécessaire pour qu'un électron perde la moitié de son énergie³. Le comportement des cascades dépend du rapport entre ces deux grandeurs, c'est-à-dire de l'intensité du champ par rapport à :

$$B_0 = 3 \cdot 10^{-9} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^2 (1+z)^4 \mu\text{G} \quad (5.19)$$

$B < B_0$:

Dans ce cas la déflexion d'un électron est de l'ordre de $\theta_L \approx \frac{c\tau_{IC}}{R_L}$. Elle contribue à la création d'un halo de γ observable autour des sources. Pour pouvoir l'observer (et différencier ce cas de $B = 0$), la taille angulaire du halo doit dépasser la PSF de l'observatoire. On a donc $\theta_L \frac{\lambda_{PP}}{D} > \text{PSF}$, où D est la distance à la source. Ces conditions imposent que le champ inter-amas soit supérieur à 10^{-16} G pour des observatoires au TeV [83], et 10^{-19} G pour GLAST⁴. Si tel est le cas, alors une mesure de la taille du halo permet d'accéder en retour à l'intensité du champ B . Dans ces conditions $c_B = 1$.

$B \gg B_0$:

Dans ce cas, les électrons suivent les lignes de champ. Si l'on considère leur longueur caractéristique $d_{\delta B} = B \left(\frac{\delta B}{\delta x} \right)^{-1}$, deux cas se présentent :

- $d_{\delta B} \gg R_L$: Les électrons suivent les lignes de champ. Puisque R_L est de l'ordre du kpc ou inférieur, $d_{\delta B} \propto \text{Mpc}$ (distance entre galaxies). Or λ_{PP} est au plus de l'ordre 10 Mpc pour des photons créateurs de cascades ($\varepsilon > \text{TeV}$). Alors le flux de cascades atteignant l'observateur devient fonction de l'orientation des lignes de champ proche ($\leq \lambda_{PP}$) de la source. On néglige ce cas difficile à modéliser.
- $d_{\delta B} \propto R_L$: Les électrons circulent entre les lignes de champ. On considère qu'il oublie à chaque giration l'information de leur direction initiale. On a donc une diffusion, à vitesse c sur une échelle R_L , soit un coefficient de diffusion cR_L . Les émissions de photons sont

³sur le CMB en régime de Thomson, obtenu en intégrant l'équation 5.15a

⁴en ré-utilisant les formules de [83], pour une $\text{PSF} \sim 1^\circ$, $E_\gamma < 10 \text{ GeV}$ et $E_{th} = 100 \text{ MeV}$

maintenant isotropes. Le flux de photons issus des cascades atteignant l'observateur est donc supprimé d'un facteur $c_B \in [\frac{1}{4\pi}, 1]$. On posera $c_B = \frac{1}{4\pi}$, ne conservant donc à chaque fois que les photons réémis vers l'observateur. La diffusion contribue à écarter les électrons de la ligne de visée. En effet, les électrons diffusent pendant un temps τ_{IC} , donc sur une distance moyenne :

$$d \propto (R_L c \tau_{IC})^{1/2} \approx 4 \cdot 10^{-5} \left(\frac{B}{\mu G} \right)^{-1/2} (1+z)^{-2} \text{ Mpc} \quad (5.20)$$

En comparaison, un jet d'ouverture $\Theta_{\text{jet}} \propto 1^\circ$ entraîne la création d'électrons à une distance $\lambda_{IC} \Theta_{\text{jet}} \propto 0.1 \text{ Mpc}$ de la ligne de visée (pour des photons de 100 TeV). Or, les hypothèses de ce paragraphe imposent que $B \gg 10^{-5} \mu G$. La contribution de la diffusion à la taille angulaire du halo est donc négligeable par rapport à celle du jet. On ne pourrait utiliser sa mesure pour déterminer l'intensité du champ.

5.4.5 Prise en compte du champ dans les équations de transport

Il semble y avoir trois scénarii types :

- $B \ll B_0$ ($B < 10^{-16} \text{ G}$) : Les cascades ne sont pour ainsi dire pas déviées. Le halo n'est pas observable. On pose $c_B = 1$.
- $B < B_0$ ($10^{-16} \text{ G} < B < 10^{-12} \text{ G}$) : Les cascades sont un peu déviées, rendant le halo perceptible sans pour autant affecter le flux total. On pose $c_B = 1$ calculant donc le flux intégré.
- $B \gg B_0$ ($B \gg 10^{-12} \text{ G}$) : Les électrons diffusent sur les lignes de champ. On considère que toute information sur leur direction initiale est perdue en posant $c_B = \frac{1}{4\pi}$.

Les équations de transport feront donc intervenir un coefficient c_B devant la contribution des populations d'électrons aux populations de photons.

Lorsque $c_B \neq 1$, il pourrait être plus juste de rendre c_B fonction de l'énergie. On a en effet $R_L \propto E$. Néanmoins, au-delà de 100 TeV, les cascades s'initient et se développent à l'intérieur des amas ($\lambda_{IC}(\varepsilon > 100 \text{ TeV}) < 1 \text{ Mpc}$). Les électrons sont donc sujet à leur champ, de l'ordre du μG , plutôt qu'au champ hors des amas, fort mal connu que l'on suppose néanmoins en moyenne au plus de l'ordre du nG. En d'autres mots, l'intensité du champ de l'amas et l'énergie des électrons se compensent. Surtout, les cascades initiées par des photons de plus de 100 TeV ont lieu dans les amas. Il serait en fait plus juste de toujours imposer $c_B = \frac{1}{4\pi}$ au-delà de 1000 TeV lorsque la source est dans un amas. Dans un premier temps, on ne considère pour simplifier que les cas précédemment cités.

5.5 Résolution des équations de transport

5.5.1 Equations de transport

Les équations de transport s'écrivent :

$$c \partial_t n_\varepsilon(z, \varepsilon) = - \frac{1}{\lambda_{PP}(z, \varepsilon)} n_\varepsilon(z, \varepsilon) + c_B \int_\varepsilon^{+\infty} G_{IC}(z, e, \varepsilon) n_L(z, e) de \quad (5.21a)$$

$$\begin{aligned} c \partial_t n_L(z, E) = & - \frac{1}{\lambda_{IC}(z, E)} n_L(z, E) + \int_E^{+\infty} G_{IC}(z, e, e - E) n_L(z, e) de \\ & + 2 \int_E^{+\infty} G_{PP}(z, e, E) n_\varepsilon(z, e) de \end{aligned} \quad (5.21b)$$

La propagation de la densité de photons de haute énergie n_ε est ainsi régie par deux termes (équation 5.21a). Le premier terme correspond à une décroissance due aux créations de paires.

Le second, au contraire, contribue à l'augmentation de la population globale du fait de la collision des photons du fond avec la population d'électrons n_L . Les électrons peuvent être diffusés par le champ B extragalactique. Le coefficient de suppression c_B traduit cette perte. On se limite ici aux cas :

- $c_B = 1$: Pas de pertes par diffusion.
- $c_B = \frac{1}{4\pi}$: Diffusion isotrope, conservation des seuls photons se dirigeant vers l'observateur.
- $c_B = 0$: Cas « classique » où l'émission des photons est oubliée et seule leur atténuation est prise en compte.

La propagation des électrons est régie par trois termes. Le premier terme correspond au nombre d'électrons interagissant avec le fond de photons et perdant de l'énergie. Ces électrons s'ajoutent alors à une population d'énergie plus basses, c'est le second terme. Enfin, n_e est accrue par la création de paires, c'est le dernier terme. Le facteur 2 tient au fait que deux électrons sont produits pour chaque création de paire⁵.

5.5.2 Modélisation de spectres continus en spectres discrets

Les spectres des sources, tant intrinsèques que propagés jusqu'à $z = 0$, sont continus. Pour les modéliser on choisit de les définir de manière discrète sur une échelle logarithmique. La discrétisation permet d'utiliser des algorithmes classiques de résolution des équations différentielles. L'échelle logarithmique apparaît naturellement dans les mécanismes non-thermiques d'émission que l'on suppose à l'œuvre dans les sources. Pour définir les spectres discrets, on utilise les notations :

- $\varepsilon_0, \varepsilon_C$ les énergies observées (à $z=0$) minimales et maximales. On utilise en pratique $\varepsilon_0 = 10 \text{ MeV}$, $\varepsilon_C = 10^5 \text{ TeV}$.
- C le nombre de divisions. En pratique $C = 250$.
- $\eta = \left(\frac{\varepsilon_C}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{C}}$ le rapport entre deux énergies discrètes. Ici $\eta \approx 1.11$.
- $\varepsilon_k = \varepsilon_0 \eta^k$, $k \in [0, C]$ les énergies discrètes auxquelles les spectres sont calculés.
- $\varepsilon_{k\pm 1/2} = \varepsilon_0 \eta^{k\pm 1/2}$.
- $\varepsilon_z = (1+z)\varepsilon$
- $\nu_k = \varepsilon_k/h$
- $\nu_z = (1+z)\nu$

On définit alors les densités de particules ($\text{eV}^{-1} \text{m}^{-3}$) à $z = 0$ par

$$n_\varepsilon(\varepsilon) = \sum_{k=0}^{C-1} P_k \delta(\varepsilon_k - \varepsilon) \quad (5.22a)$$

soit en extrapolant à z quelconque :

$$n_\varepsilon(z, (1+z)\varepsilon) = (1+z)^2 \sum_{k=0}^{C-1} P_k \delta((1+z)\varepsilon_k - (1+z)\varepsilon_z) \quad (5.22b)$$

Les paramètres P_k indiquent la densité d'énergie émise dans l'intervalle $[\varepsilon_{k-1/2}, \varepsilon_{k+1/2}]$ et corrigée de l'évolution cosmologique en $(1+z)^2$. On appellera L_k les paramètres équivalents pour les densités d'électrons.

⁵On a en fait $G_{PP}(z, e, E) + G_{PP}(z, e, e - E) = 2 G_{PP}(z, e, E)$

On peut aussi s'intéresser au flux $\nu F(\nu)$:

$$\nu_z F(z, (1+z)\nu) = (1+z)^4 \sum_{k=0}^{C-1} f_k(z) \delta(\log((1+z)\nu_k) - \log((1+z)\nu)) \quad (5.23a)$$

$$f_k(z) = c\varepsilon_k P_k(z) \quad (5.23b)$$

La valeur $(1+z)^4 f_k$ correspond alors au flux d'énergie émis dans l'intervalle $[\nu_{k-1/2}, \nu_{k+1/2}]$.

On cherche maintenant à définir les matrices gouvernant la propagation des vecteurs de paramètres $[P_k]$ et $[L_k]$.

5.5.3 Première ébauche des matrices de transport

On peut directement utiliser l'expression des spectres discrets (sous-section 5.5.2) pour obtenir un premier jeu d'équations régissant le comportement des vecteurs de paramètre $[P_k]$ et $[L_k]$. Pour cela on écrit les matrices en caractères gras et les vecteurs entre crochets :

$$\begin{bmatrix} P_k \\ L_k \end{bmatrix}_{z+h} = \left(\mathbf{I} + h \begin{bmatrix} \mathbf{S}_\varepsilon & c_B \mathbf{O}_L \\ \mathbf{O}_\varepsilon & \mathbf{S}_L \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} P_k \\ L_k \end{bmatrix}_z \quad (5.24)$$

où :

- h est le pas d'intégration.
- δ_{kj} est le symbole de Kronecker.
- $\mathbf{I} = \delta_{kj}$ est la matrice identité.
- \mathbf{S}_ε correspondent au premier terme de l'équation 5.21a.
- \mathbf{S}_L correspondent aux deux premiers termes de l'équation 5.21b.

Les valeurs des matrices sont alors, pour $j \geq k$:

$$\text{Absorption des } \gamma : \quad (\mathbf{S}_\varepsilon)_{kj} = -\frac{1}{\lambda_{PP}(z, \varepsilon_k)} \delta_{kj} \quad (5.25a)$$

$$\text{Création de paires :} \quad (\mathbf{O}_\varepsilon)_{kj} = 2G_{PP}(z, \varepsilon_j, E_k) \quad (5.25b)$$

$$\text{Refroidissement des paires :} \quad (\mathbf{S}_L)_{kj} = -\frac{1}{\lambda_{IC}(z, \varepsilon_k)} \delta_{kj} + G_{IC}(z, E_j, E_j - E_k) \quad (5.25c)$$

$$\text{Création de } \gamma : \quad (\mathbf{O}_L)_{kj} = G_{IC}(z, E_j, \varepsilon_k) \quad (5.25d)$$

La matrice \mathbf{S}_L est triangulaire haute (termes nuls au-dessus de la diagonale), traduisant le fait que l'interaction inverse-Compton correspond à une perte d'énergie des électrons. La matrice \mathbf{S}_ε est diagonale, la création de paire consommant entièrement les photons. Les matrices \mathbf{O}_ε et \mathbf{O}_L correspondent chacune au dernier terme des équations 5.21a et 5.21b. Elles sont aussi triangulaires hautes, l'énergie des particules sortantes ne pouvant dépasser celles des particules entrantes.

5.5.4 Conservation de l'énergie

Conservation de l'énergie en termes matriciels

La conservation de l'énergie implique que l'énergie perdue par absorption des γ est égale à l'énergie totale des paires créés. De même, les pertes d'énergie des paires correspond à l'énergie des γ émis. Or, l'énergie dans un intervalle $[\varepsilon_{k-1/2}, \varepsilon_{k+1/2}]$ est proportionnelle à la valeur $P_k \varepsilon_k = P_k \varepsilon_0 \eta^k$ (sous-section 5.5.2). Ceci se traduit par les conditions sur les matrices (où $[\eta^k]$ correspond au vecteur $[1, \eta, \dots, \eta^{C-1}]$) :

$$\mathbf{S}_\varepsilon[\eta^k] + \mathbf{O}_\varepsilon[\eta^k] = 0 \quad (5.26a)$$

$$\mathbf{S}_L[\eta^k] + \mathbf{O}_L[\eta^k] = 0 \quad (5.26b)$$

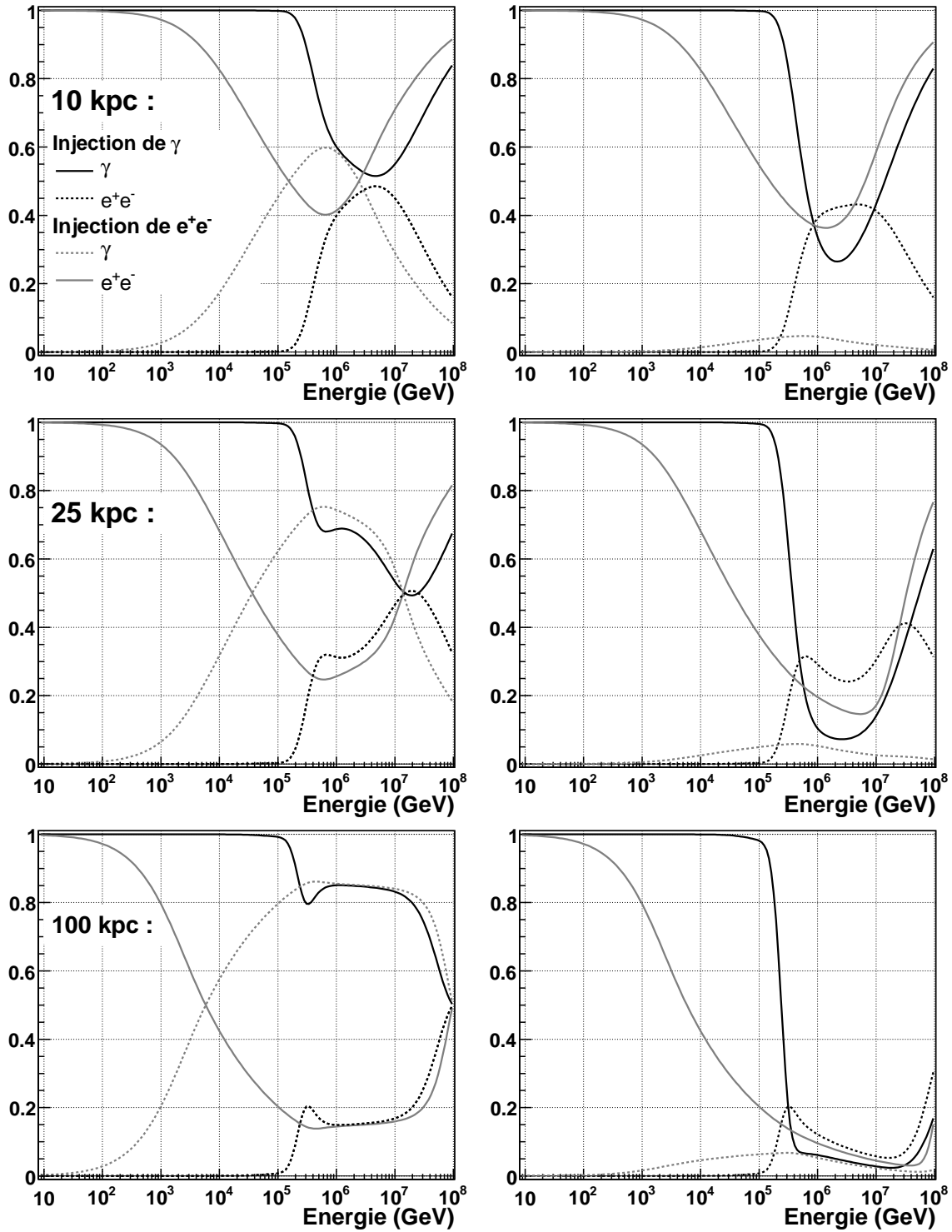


FIG. 5.14 – L'échelle y représente la fraction de l'énergie totale dans chaque population après une distance parcourue de 10 (haut), 25 (centre) et 100 kpc (bas) en fonction de l'énergie d'injection du photon (noir) ou de l'électron (gris). A droite, les cascades sont supprimées avec un facteur $\frac{1}{4\pi}$. Pour $c_B = 1$, les courbes en trait plein sont les symétriques de celles en pointillés par rapport à $y = 0.5$, indiquant que l'énergie totale est conservée.

soit :

$$\frac{\eta^j}{\lambda_{\text{PP}}(z, \varepsilon_j)} = \sum_{k=0}^j \eta^k G_{\text{PP}}(z, \varepsilon_j, E_k) \quad (5.27a)$$

$$\frac{\eta^j}{\lambda_{\text{IC}}(z, \varepsilon_j)} = \sum_{k=0}^j \eta^k [G_{\text{IC}}(z, E_j, E_j - E_k) + G_{\text{IC}}(z, E_j, \varepsilon_k)] \quad (5.27b)$$

Or, la dimension d'un intervalle $[\varepsilon_{k-1/2}, \varepsilon_{k+1/2}]$ est $\varepsilon_0 \eta^k (\eta^{1/2} - \eta^{-1/2})$ et la somme de droite de la condition 5.27a devient :

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^j \eta^k G_{\text{PP}}(z, \varepsilon_j, E_k) &\approx \frac{1}{\varepsilon_0 (\eta^{1/2} - \eta^{-1/2})} \int dG_{\text{PP}} = \frac{1}{\varepsilon_0 (\eta^{1/2} - \eta^{-1/2})} \lambda_{\text{PP}}^{-1} \\ &\neq \eta^j \lambda_{\text{PP}}^{-1} \end{aligned} \quad (5.28)$$

On peut effectuer le même raisonnement pour la condition 5.27b. Le schéma de calcul présenté précédemment est donc incapable d'assurer la conservation de l'énergie. De fait, chaque itération de l'opération 5.24 provoque une surestimation de l'énergie globale de l'ordre de 10% avec $\varepsilon_0 = 1 \text{ GeV}$, $\varepsilon_C = 10^6 \text{ GeV}$, $C = 100$ et $z \sim 0.1$.

Redéfinition des matrices de transport

Pour assurer la conservation, on est donc amené à redéfinir les matrices \mathbf{S}_{L} , \mathbf{S}_{ε} , \mathbf{O}_{L} , \mathbf{O}_{ε} :

$$(\mathbf{S}_{\varepsilon})_{kj} = -\frac{1}{\lambda_{\text{PP}}(z, \varepsilon_k)} \delta_{kj} \quad (5.29a)$$

$$(\mathbf{O}_{\varepsilon})_{kj} = \frac{2}{E_k} \int_{E_{k-1/2}}^{E_{k+1/2}} e G_{\text{PP}}(z, \varepsilon_j, e) de \quad (5.29b)$$

$$(\mathbf{S}_{\text{L}})_{kj} = -\frac{1}{\lambda_{\text{IC}}(z, \varepsilon_k)} \delta_{kj} + \frac{1}{E_k} \int_{E_{k-1/2}}^{E_{k+1/2}} e G_{\text{IC}}(z, E_j, E_j - e) de \quad (5.29c)$$

$$(\mathbf{O}_{\text{L}})_{kj} = \frac{1}{\varepsilon_k} \int_{\varepsilon_{k-1/2}}^{\varepsilon_{k+1/2}} e G_{\text{IC}}(z, E_j, e) de \quad (5.29d)$$

Plutôt que des valeurs discrètes de G_{PP} et G_{IC} à des valeurs ε_j ou E_j , on considère l'énergie totale émise sous forme de photons (ou d'électrons) sur l'intervalle $[\varepsilon_{j-1/2}, \varepsilon_{j+1/2}]$ ($[E_{j-1/2}, E_{j+1/2}]$). La division par ε_k (E_k) permet de revenir à une densité de particules.

Avec ces nouvelles définitions, on trouve après simplification :

$$\mathbf{S}_{\varepsilon}[\eta^j] + \mathbf{O}_{\varepsilon}[\eta^j] = \left[\int_0^{\varepsilon_{-1/2}} G_{\text{PP}}(z, \varepsilon_j, e) de \right] \quad (5.30a)$$

$$\mathbf{S}_{\text{L}}[\eta^j] + \mathbf{O}_{\text{L}}[\eta^j] = \left[\int_0^{\varepsilon_{-1/2}} G_{\text{IC}}(z, E_j, e) de - \int_{E_j - E_{-1/2}}^{E_j} G_{\text{IC}}(z, E_j, e) de \right] \quad (5.30b)$$

Ces intégrales résultent de la fraction de photons ou d'électrons émis en-deça de $\varepsilon_{-1/2}$ et $E_{-1/2}$. De tels photons ne seront pas observés par GLAST (pour $\varepsilon_0 \sim 100 \text{ MeV}$) et de tels électrons ne pourront pas émettre dans la gamme observée par GLAST. Les densités de ces particules sont calculées afin de vérifier l'exactitude de la conservation de l'énergie. Pour ce

faire, on ajoute une rangée et une colonne aux matrices :

$$(\mathbf{S}_\varepsilon)_{-1,-1} = (\mathbf{S}_\mathbf{L})_{-1,-1} = (\mathbf{O}_\varepsilon)_{-1,-1} = (\mathbf{O}_\mathbf{L})_{-1,-1} = 0. \quad (5.31a)$$

$$(\mathbf{O}_\varepsilon)_{-1,j} = \frac{2}{E_{-1}} \int_0^{E_{-1/2}} e G_{\text{PP}}(z, \varepsilon_j, e) de \quad (5.31b)$$

$$(\mathbf{S}_\mathbf{L})_{-1,j} = \frac{1}{E_{-1}} \int_0^{E_{-1/2}} e G_{\text{IC}}(z, E_j, E_j - e) de \quad (5.31c)$$

$$(\mathbf{O}_\mathbf{L})_{-1,j} = \frac{1}{\varepsilon_{-1}} \int_0^{\varepsilon_{-1/2}} e G_{\text{IC}}(z, E_j, e) de \quad (5.31d)$$

Analyse des résultats

La figure 5.14 illustre la conservation de l'énergie en indiquant la répartition de l'énergie totale entre les deux populations après une distance parcourue de 10, 25 et 100 kpc en fonction de l'énergie d'injection de la particule initiale. Les courbes noires (grises) correspondant à un photon (électron) comme particule initiale, celle en trait plein indique la fraction d'énergie restante pour la population de photons (électrons). Il s'agit donc de la courbe d'atténuation des photons (électrons). Ces résultats sont donnés pour $c_B = 1$ et $c_B = \frac{1}{4\pi}$. On peut observer plusieurs choses :

- Pour $c_B = 1$, les courbes de même couleur sont symétriques l'une de l'autre par rapport à $y = 0.5$. Ceci résulte de la conservation de l'énergie. Celle-ci n'est plus observée pour $c_B = \frac{1}{4\pi}$.
- En fonction du temps d'évolution, les courbes d'atténuation des photons se rapprochent de $y = 1$. C'est l'effet des cascades. Elle est d'ailleurs moins sensible pour $c_B = \frac{1}{4\pi}$. Dans ce cas et pour une évolution sur 10 kpc seulement, les effets des cascades sont négligeables et la courbe d'atténuation des photons reproduit la section efficace de création de paires sur le CMB. Remarquons que l'atténuation par interaction sur l'EBL ne devient visible qu'à partir de 100 kpc d'évolution (courbure observable à $\varepsilon \sim 10$ TeV).
- Pour une évolution sur 100 kpc, entre 100 TeV et 1000 TeV, les courbes en trait plein et courbes en pointillés se rejoignent. En effet, les deux populations ont une énergie moyenne faible. Les photons sont majoritairement d'une énergie inférieure à 30 GeV et il n'y a quasiment plus de création de paires. Les électrons ont une énergie de l'ordre de 5 TeV, émettent donc des photons de l'ordre de 1 GeV, et se refroidissent plus lentement que les photons ne s'annihilent. Les électrons marquent alors la cadence dans l'évolution des populations.

5.6 Etude des spectres

5.6.1 Etude générale

Choix des spectres à étudier

On étudie ici l'impact des cascades sur les spectres. Les spectres intrinsèques choisis sont des spectres en loi de puissance ($n_\varepsilon(\varepsilon) = \varepsilon^{-\alpha}$, avec $h\varepsilon < (1+z)\varepsilon_C$) pour deux indices extrêmes $1.5 \leq \alpha \leq 2$. Le paramètre de coupure ε_C a un impact direct sur le flux des cascades et on le fera donc varier. La contrainte $\alpha \leq 2$ est observationnelle. En effet les cascades sont alimentées par l'énergie absorbée au-delà de 100 GeV. Pour être vue par un télescope Čerenkov, leur contribution au flux observé, le flux intrinsèque intégré au-delà de 100 GeV, doit au moins être du même ordre que les valeurs du flux en-deçà (à moins de pouvoir distinguer la contribution angulairement ou temporellement). La contrainte $1.5 \leq \alpha$ est théorique. On s'accorde à penser

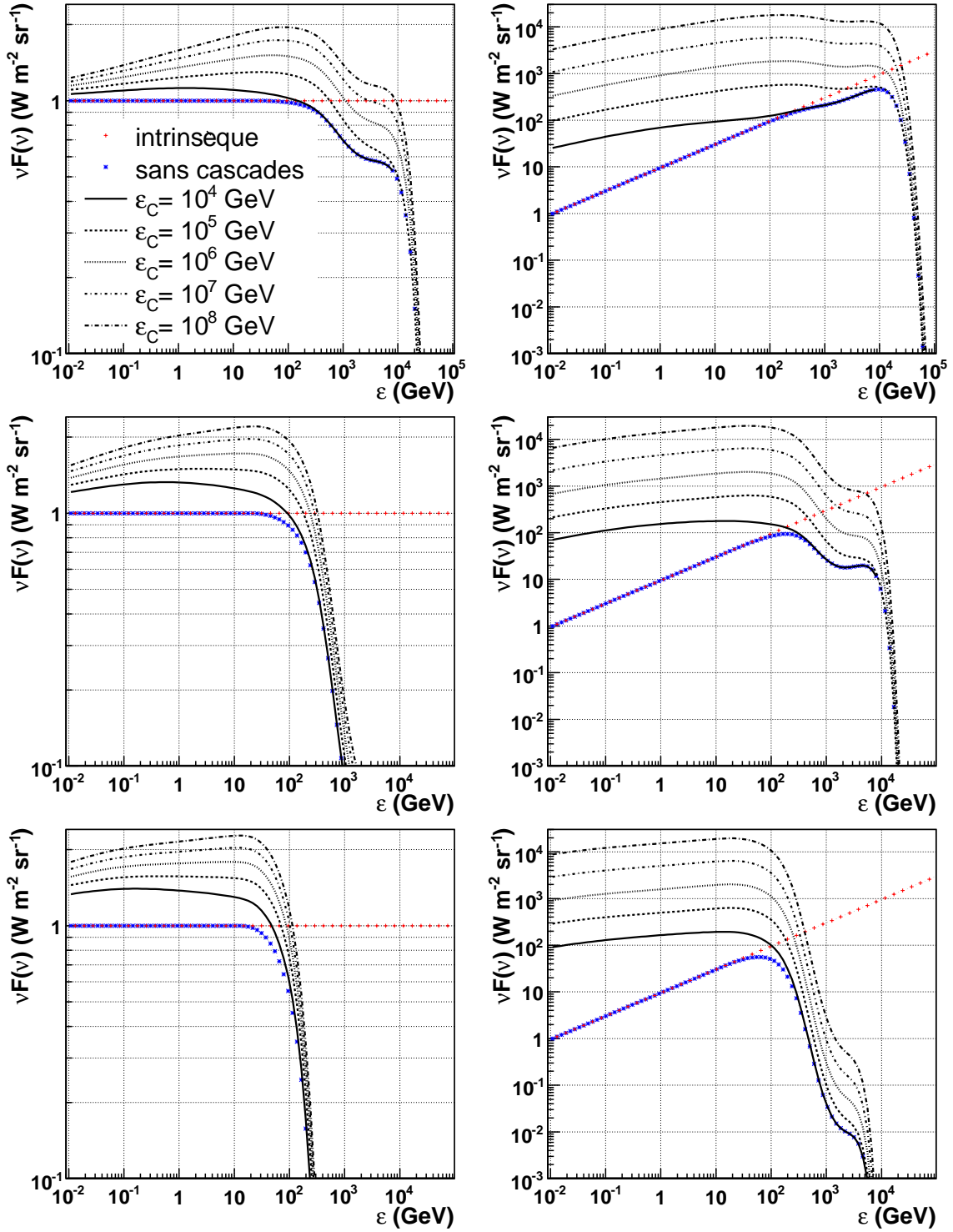


FIG. 5.15 – Spectres observés $c_B = 1$ et $\alpha = 2$. (gauche) et $\alpha = 1.5$ (droite), à $z = 0.033$ (haut), 0.186 (centre) et 0.5 (bas). L'énergie absorbée au-delà de 1 TeV étant transférée à 100 GeV et en-deçà, le spectre au TeV paraît plus mou. En particulier pour $\alpha = 1.5$, le rapport du flux à 100 GeV et du flux à 1 TeV est diminué.

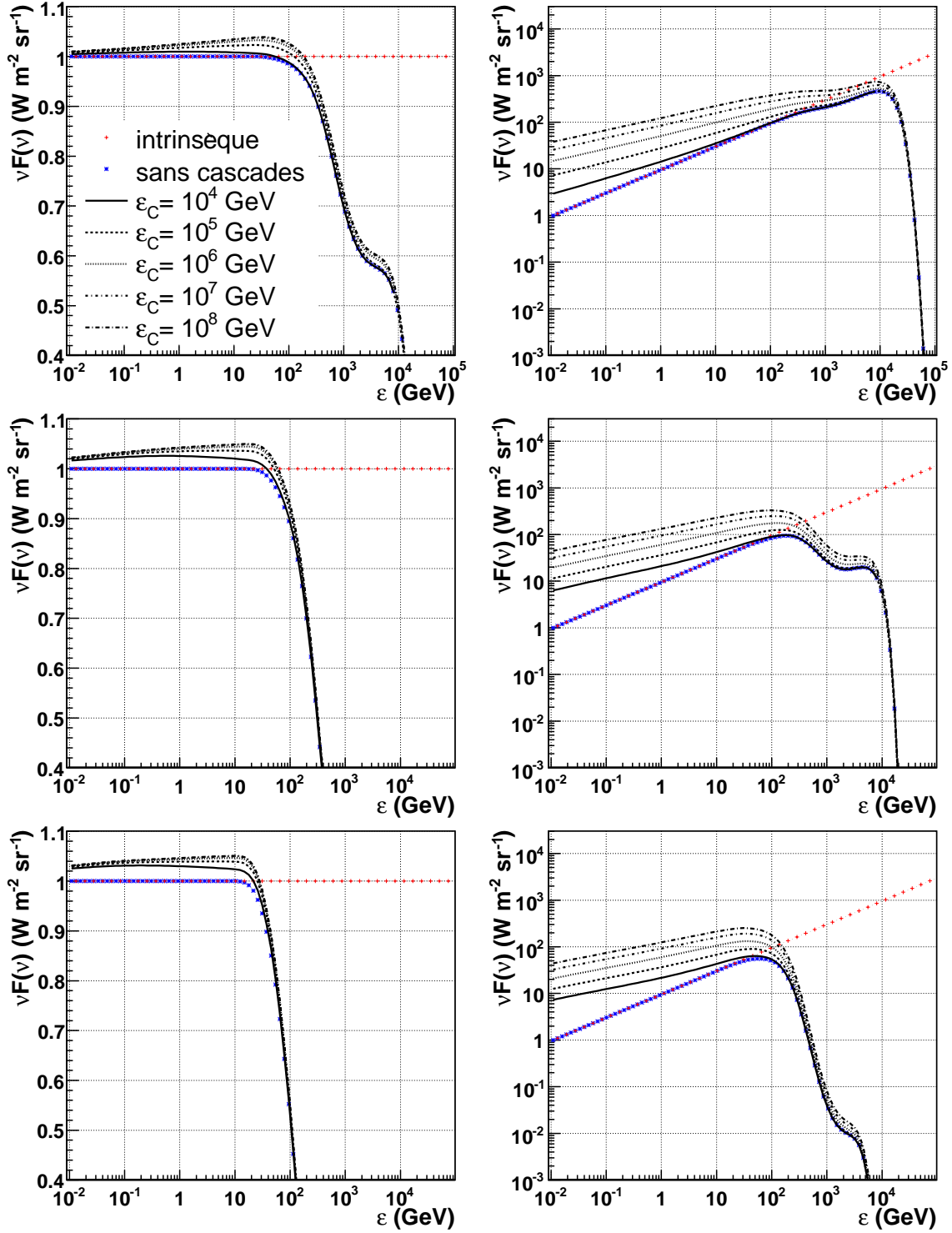


FIG. 5.16 – Spectres observés pour $c_B = \frac{1}{4\pi}$, les notations sont les mêmes que pour la figure 5.15. L'impact des cascades sur le spectre observé au-delà de 100 GeV est négligeable. En-deçà, il est rendu légèrement plus mou à $\alpha = 1.5$ et plus dur à $\alpha = 2$. Notons que l'échelle y est linéaire à gauche et logarithmique à droite.

comme improbable qu'un mécanisme puisse donner naissance à un spectre avec $\alpha < 1.5$ au-delà de 100 GeV. Cette contrainte est utilisée pour imposer des limites hautes au fond infrarouge [3].

Le spectre des cascades dépend de la quantité de photons créant des paires. Il est donc fonction de la distance z de la source. On considère ici des sources placées à $z = 0.033$ (Mrk 421), $z = 0.186$ (1ES1101-232) et enfin à $z = 0.5$. Aucune source au TeV n'a été observée à $z > 0.3$. Notons que les calculs effectués ne prennent en compte que l'évolution cosmologique du fond de photons. Cette approximation n'est plus valable à cette distance (voir sous-section 5.1.2).

Les figures 5.15 et 5.16 indiquent les spectres observés en prenant en compte la contribution des cascades et des photons primaires non-absorbés pour $c_B = 1$. et $c_B = \frac{1}{4\pi}$ respectivement. Sur chaque figure sont indiqués pour référence le spectre intrinsèque, ramené à $z = 0$ (marqueur + rouge), et le spectre atténué sans les cascades (marqueur \times bleu).

Etude

En premier lieu, la variation de ε_C affecte surtout la hauteur des flux mais peu la forme des spectres. En d'autres mots, le spectre des cascades est indifférent quand à l'énergie des photons les initiant. Les cascades se contentent de redistribuer uniformément à $\varepsilon < \varepsilon_T$ l'énergie initialement à $\varepsilon > \varepsilon_T$, avec ε_T tel que $\lambda_{IC}(\varepsilon_T, z) \sim z$.

En-deçà de 100 GeV, l'effet des cascades sur le spectre observé est de le durcir (relever la pente) pour $\alpha = 2$. et $c_B = 1$, et de le rendre plus mou (abaisser la pente) pour $\alpha = 1.5$ et quel que soit c_B . En d'autres mots, les cascades uniformisent les pentes pour des spectres intrinsèques tels que $\alpha < 2$. De plus cette uniformisation ne dépend pas de z pour $\varepsilon < 10$ GeV.

Au-delà de 100 GeV et pour $c_B = 1$, les cascades ont aussi pour effet de rendre le spectre plus mou. Elles permettent surtout de multiplier le flux attendu par deux ordres de grandeur (pour $\varepsilon_C > 10^5$ GeV). Ceci impliquerait alors des nouvelles limites hautes plus contraignantes sur le spectre infrarouge par rapport à celles proposées par [3]. On étudie maintenant ces hypothèses en reprenant l'étude effectuée par [3] sur la source 1ES1101-232.

5.6.2 Le cas de 1ES1101-232

La collaboration HESS utilise la contrainte théorique $1.5 \leq \alpha$ et le flux intrinsèque du blazar 1ES1101-232 mesuré entre 200 GeV et 4 TeV pour déterminer des limites hautes au flux de l'EBL. Pour cela on fixe la forme spectrale de l'EBL en utilisant l'estimation calculée dans [91]. L'opacité de l'univers aux rayons γ dépend alors d'un unique paramètre de normalisation du flux de l'EBL. On reprend ici les notations utilisées dans [3] en appelant ce paramètre P1.0 lorsqu'il est au niveau proposé par [91], P0.45 au niveau estimé par [3]. Or le spectre mesuré par HESS lorsqu'il est désatténué devient d'autant plus dur que l'opacité est grande. On cherche alors à obtenir une limite supérieure au flux de l'EBL en déterminant le plus grand facteur de normalisation tel que le spectre observé par HESS reste compatible avec un spectre intrinsèque d'indice spectral inférieur à la limite théorique $\alpha = 1.5$. Le facteur de normalisation maximal obtenu est P0.45. Il n'est plus que 1.33 fois supérieur aux limites basses imposées par le décompte des sources extragalactiques en infrarouge.

La désatténuation effectuée dans cette précédente étude ne prend pas en compte la possibilité de cascades. On cherche ici à déterminer leur impact. Les résultats sont présentés dans les figures 5.17 ($c_B = 1$) et 5.18 ($c_B = \frac{1}{4\pi}$). Sur ces figures sont indiqués les flux à $z = 0$ pour un flux intrinsèque en $\propto \varepsilon^{0.5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. La hauteur de chaque flux est ajustée aux données. Parmi ceux-ci, les spectres marqués avec des + bleus correspondent à une atténuation simple ($c_B = 0$), son flux intrinsèque, ramené à $z = 0$, étant indiqué avec des \times rouges. Les spectres pour $c_B = 0$ sur les histogrammes titrés « Primack \times 0.45 » reproduisent donc les résultats de l'étude [3]. Les spectres calculés sont en effet compatibles avec les données.

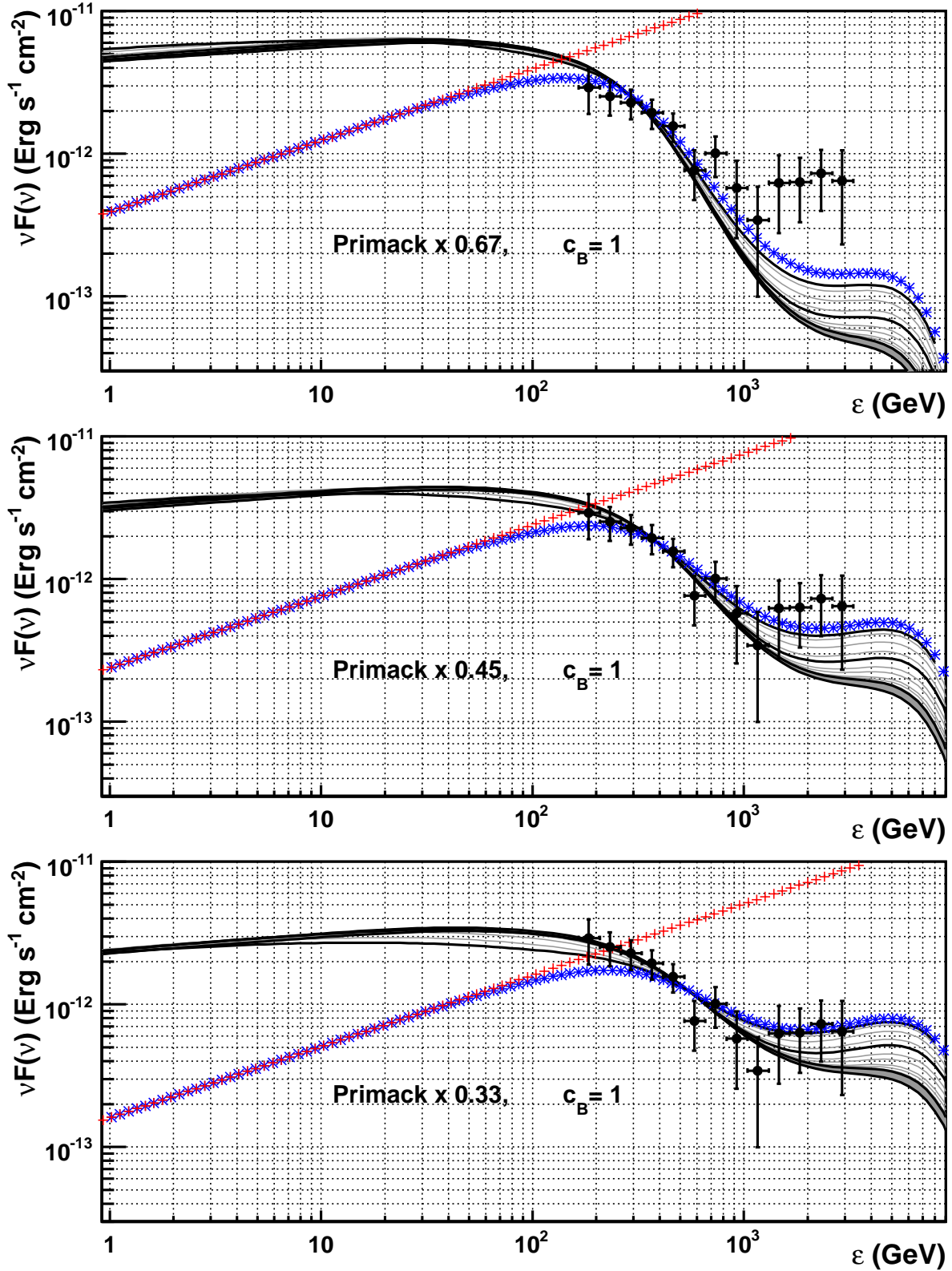


FIG. 5.17 – Spectres observés pour 1ES1101-232 (disques noirs, HESS [3]) avec $c_B = 1$. Le flux atténué et sans cascades à $z = 0$ (\times bleu) correspond à un flux intrinsèque (+ rouge) en $\propto \varepsilon^{-1.5}$. Les flux avec cascades (traits gris ou noir) sont calculés pour différentes valeurs de ε_C , avec en noir $\varepsilon_C = 10, 25, 100$, et 10^5 TeV. La normalisation du spectre intrinsèque est laissée libre. Les cascades rendent le spectre observé au TeV plus mou et ne permettent pas de justifier un flux infrarouge supérieur à P0.45. Un spectre dur ($\alpha > 1.5$) et une coupure ε_C haute semble par contre moins favorisée par les données à moins de diminuer ce flux.

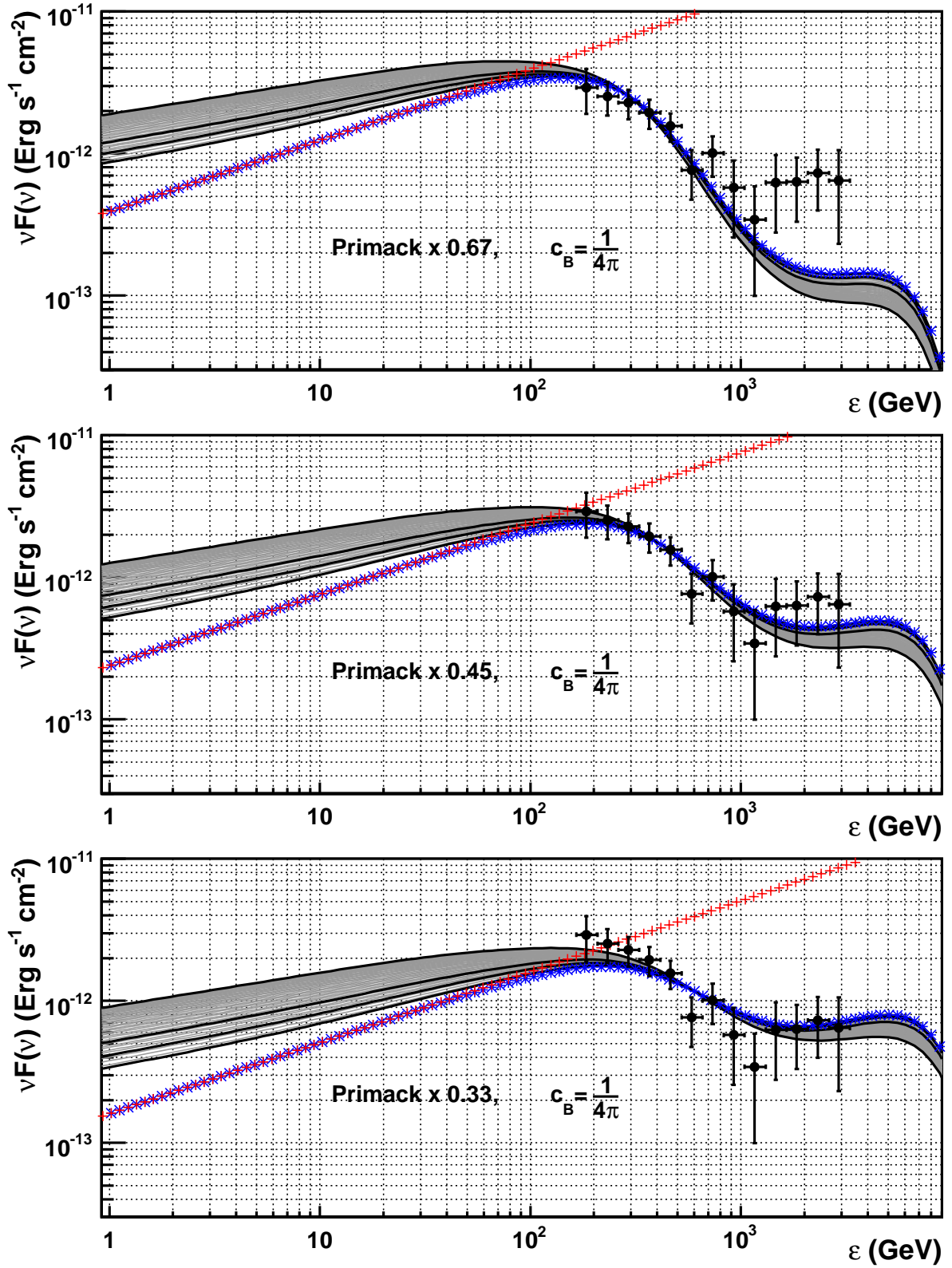


FIG. 5.18 – Spectres observés pour 1ES1101-232 avec $c_B = \frac{1}{4\pi}$, les notations sont les mêmes que pour la figure 5.17. Les cascades affectant peu le spectre observé au TeV, la limite haute de normalisation de l'EBL reste P0.45.

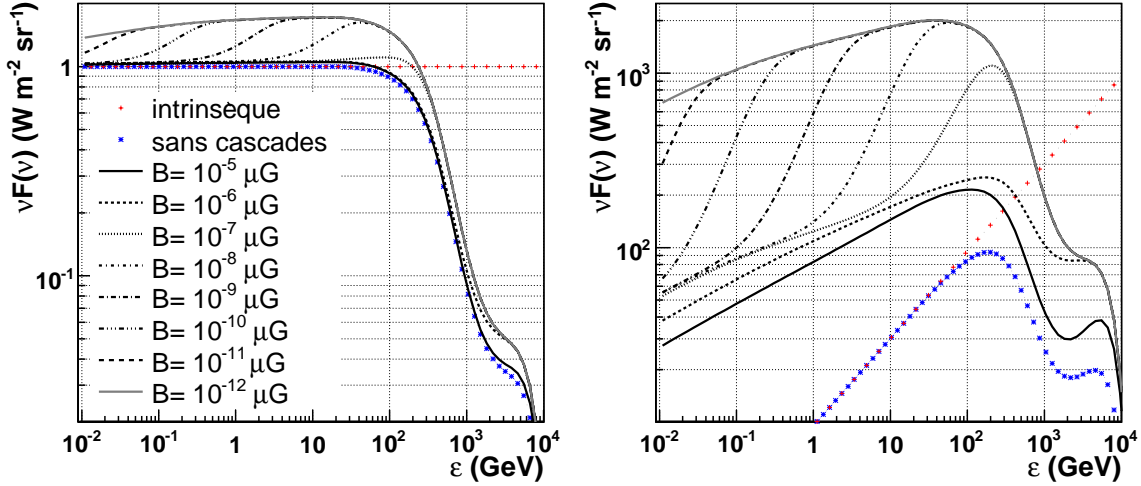


FIG. 5.19 – Effet du champ magnétique sur les spectres pour une source placée à $z = 0.186$. Le spectre intrinsèque (+ bleu) est une loi de puissance d'indice $\alpha = 2$ (gauche) ou $\alpha = 1.5$ (droite). On pose $\varepsilon_C = 1000$ TeV. Un champ de moins de 10^{-12} μG n'a pas d'effet sur le spectre. Pour des intensités plus grande que 10^{-6} μG , les émissions des cascades sont supprimée d'un facteur $c_B = \frac{1}{4\pi}$. Entre ces le spectre présente une bosse autour de 100 GeV qui pourrait être mesurée par GLAST.

Les spectres en gris et noir sont calculés en prenant en compte les cascades. Chacun correspond à une valeur différente de ε_C , les spectres en noir indiquant ceux pour $\varepsilon_C = 10, 25, 100$, et 10^5 TeV. Ceux-ci au-delà de 100 GeV sont systématiquement moins durs que le spectre avec atténuation seule. Or les mesures elles-même semblent privilégier un spectre plus dur encore. En d'autres mots les spectres avec cascades sont moins compatibles avec les mesures que celui avec atténuation seule. Comme on peut le voir en comparant les spectres pour P0.33, P0.45 et P0.67, ceci est d'autant plus le cas que le facteur de normalisation de l'EBL est important. Si le phénomène des cascades est présent dans le spectre observé par HESS, alors les conclusions de [3] s'en trouvent renforcées.

5.6.3 Effet d'un champ magnétique sur les spectres vus par GLAST

On cherche ici à mieux comprendre l'effet du champ magnétique sur les cascades. On utilise un facteur de normalisation de l'EBL P0.45 pour cette section. On considère maintenant un facteur c_B fonction de l'énergie des électrons. La diffusion dépend du rapport des valeurs τ_{IC} et R_L . Si $\tau_{IC} \ll R_L$, on considère que la diffusion n'a pas le temps d'avoir lieu et $c_B = 1$. Au contraire, pour $\tau_{IC} \gg R_L$, les électrons sont diffusés de manière isotrope et $c_B = \frac{1}{4\pi}$. On utilise pour τ_{IC} son expression dans le cas des interactions sur le CMB en régime de Thomson. On a alors :

$$c_B(\varepsilon) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi}, & \text{si } R_L \leq \tau_{IC} \text{ soit } \varepsilon \leq m_e c^2 \sqrt{\frac{3eB}{4\sigma_T}} \\ 1, & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.32)$$

La figure 5.19 indique les résultats pour une source placée à $z = 0.186$ avec un spectre intrinsèque en loi de puissance ($\alpha = 2$ ou 1.5 , et $\varepsilon_C = 1000$ TeV). L'impact de ε_C sur le spectre se limite qualitativement à l'augmentation du flux total des courbes. Néanmoins, à un facteur de normalisation près, les courbes quel que soit $\varepsilon_C > 100$ TeV sont similaires. Remarquons que le cas $B = 10^{-11}$ μG correspond au cas $c_B = 1$ comme sur la figure 5.15, tandis que celui $B = 10^{-6}$ μG correspond à $c_B = \frac{1}{4\pi}$, sur la figure 5.16.

Son action ainsi définie, B a pour effet de couper la contribution des cascades en-deçà d'une certaine énergie. Ainsi, lorsque $10^{-11} \mu\text{G} < B < 10^{-7} \mu\text{G}$, on observe une bosse autour de 100 GeV. Les théories proposés pour expliquer l'émission des sources au-delà du keV prédisent un spectre observé concave entre 100 MeV et 100 GeV. L'observation d'un spectre convexe dans le domaine d'énergie de GLAST pourrait donc constituer une signature des cascades.

Ces nouveaux spectres présentent de grandes différences avec les cas utilisés pour l'étude de l'infrarouge (voir sous-section 5.6.2). En particulier, on voit que lorsque $B = 10^{-6} \mu\text{G}$, le rapport des flux à 100 GeV et à 1 TeV est réduit à un facteur 3 plutôt que 6 ($B < 10^{-5} \mu\text{G}$, ou $c_B = \frac{1}{4\pi}$) ou 20 ($B > 10^{-11} \mu\text{G}$, ou $c_B = 1$). En effet, à cette énergie, les cascades émettant en-deçà de 1 TeV sont supprimées alors qu'elles ne le sont pas au-delà. On pourrait alors constater que dans le cas particulier $\varepsilon_C > 100 \text{ TeV}$ et surtout $B = 10^{-6} \mu\text{G}$, l'hypothèse P0.6 sur le flux infrarouge redevient possible. Cet effet est néanmoins très sensible à la valeur de B . L'hypothèse P0.6 ne tient déjà plus lorsque $B = 10^{-5} \mu\text{G}$ ou $B = 10^{-7} \mu\text{G}$. Ce cas paraît donc improbable.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons considéré l'impact d'un processus de cascades sur les spectres pour GLAST et les télescopes Čerenkov. En premier lieu ces cascades sont sujettes au champ magnétique extragalactique. Si celui-ci est suffisamment intense, il permet de diriger une partie des cascades vers l'observateur alors même que le photon initiateur s'éloignait de sa ligne de visée. Ainsi une partie de l'émission des sources qui initialement n'aurait pas atteint l'observateur se retrouve dirigée vers celui-ci. Ces sources pourraient alors apparaître environnées d'un halo, visible tant au GeV qu'au TeV. Celui-ci permettrait en retour de mesure l'intensité du champ. De la même façon, le retard des émissions issues des cascades pourrait permettre d'obtenir une telle mesure. On calcule ici le flux des cascades en considérant que soit le champ diffuse de manière isotrope les électrons, supprimant les émissions parvenant à l'observateur d'un facteur $\frac{1}{4\pi}$, soit il n'a aucun impact sur le flux mesuré (quitte à intégrer les observations sur un angle solide).

De manière générale, les cascades n'auront un impact sur le flux observé que si l'indice du flux intrinsèque à la source est supérieur à 0. Si c'est le cas, alors le flux devient plus mou en-deçà de 100 GeV et plus dur au-delà. Ces changements de pentes sont relativement indifférentes au paramètre ε_C , voire même la distance z pour des flux mesurés par GLAST.

Les cascades tendent à amollir les spectres dans la région du TeV, ceci d'autant plus que le paramètre ε_C est important. C'est parce que l'énergie au-delà de 100 GeV s'accumule en deçà créant une bosse. Les cascades pour cette raison ne remettent pas en cause les limites supérieures au flux de l'EBL proposées par HESS.

Conclusion

Le LAT est actuellement entièrement construit. Il a de plus passé avec succès les essais environnementaux et doit maintenant être intégré à l'ensemble de la plate-forme satellitaire. Onze mois après la fin de cette thèse GLAST prendra son envol. La calibration du détecteur a contribué à la validation de la qualité des modules calorimétriques. Surtout cet effort a permis de mieux comprendre le fonctionnement du détecteur. Les effets de non-linéarité dans les gains, la précision des mesures de position, des mesures de dépôt d'énergie sont connus et maîtrisés. Certes, il n'a pas été possible de déterminer le mécanisme conduisant à l'élargissement dans les histogrammes de dépôt d'énergie des muons. Néanmoins cet effet ne se répercute pas sur la mesure des dépôts des gerbes ou même sur la qualité de la calibration. Ces études sur le comportement du détecteur permettent d'envisager sereinement le moment où il s'éloignera sur son orbite.

La reconstruction de l'énergie dans le calorimètre de GLAST est aujourd'hui une étape bien avancée. Etant donné le grand espace de phase auquel est confrontée la calorimétrie, trois algorithmes différents sont développés. Pendant cette thèse, j'ai repris et développé une méthode précédemment mise en place par R. Terrier. Aujourd'hui la méthode « de la dernière couche » est efficace sur toute la gamme d'énergie observée par GLAST. Le nom est devenu impropre puisque deux observables différentes sont utilisées. En plus de la corrélation entre les fuites et l'énergie dans la dernière couche, on utilise maintenant la corrélation entre l'énergie ayant disparu en amont du calorimètre et le nombre de pistes déclenchées. Il serait encore possible d'introduire d'autres observables, par exemple pour corriger les fuites latérales. Surtout, cet algorithme bénéficierait grandement d'une rationalisation de la classification des événements, par exemple à l'aide d'arbres décisionnels. Enfin la sensibilité de cette méthode ou des autres aux pannes diverses qui surviendront durant la mission reste encore à étudier.

La propagation des rayons γ au-delà de 100 GeV induit la création de cascades dans l'espace. A ce jour, cet effet n'a pas encore été détecté. Leur observation dépend fortement de l'intensité du champ magnétique extra-galactique. C'est un véritable défi car les connaissances à son sujet restent encore bien maigres. En particulier, le champ magnétique inter-amas n'a pas encore été mesuré. Mais tout comme l'atténuation des rayons γ permet une mesure du fond de photon en infra-rouge, de même il serait possible de mesurer l'intensité du champ grâce à des mesures sur le champ extra-galactique. Divers scénarii sont possibles aujourd'hui en fonction de l'intensité du champ. S'il est très faible, le champ ne perturbe pas les cascades. Leur flux s'ajoute donc au flux atténué provenant de la source. Dans ce cas, il s'avère indispensable de prendre en compte les cascades pour une bonne compréhension du spectre observé. Néanmoins, dans la mesure où les cascades tendent à diminuer le rapport du flux observé en deçà de 100 GeV au flux observé au delà, cet effet ne remet pas en cause les limites supérieures sur le fond infra-rouge avancées par HESS.

Annexe A

La fonction log-normale

D'un point de vue mathématique, une variable aléatoire X suit une loi log-normale lorsque la variable $\log X$ suit une loi normale. Dans la pratique cette fonction est une gaussienne affublée d'une queue asymétrique. Cette asymétrie est paramétrée par un terme supplémentaire, comme suit :

$$\log_N(x) = N \exp\left(-\frac{\bar{x}^2 + \tau^2}{2}\right) \quad (\text{A.1})$$

avec :

$$N = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \frac{\sinh(\tau\sqrt{\log 4})}{\tau\sqrt{\log 4}}$$
$$\bar{x} = \frac{\log\left(1 + \frac{x-\mu}{\sigma} \frac{\sinh(\tau\sqrt{\log 4})}{\sqrt{\log 4}}\right)}{\tau}$$

où :

- N est un terme de normalisation tel que $\int \log_N = 1$.
- μ est le MPV.
- σ est la largeur. Le FWHM de la distribution est égal à 2.36σ .
- τ est le paramètre de queue. Pour $\tau = 0$ la distribution est une gaussienne.

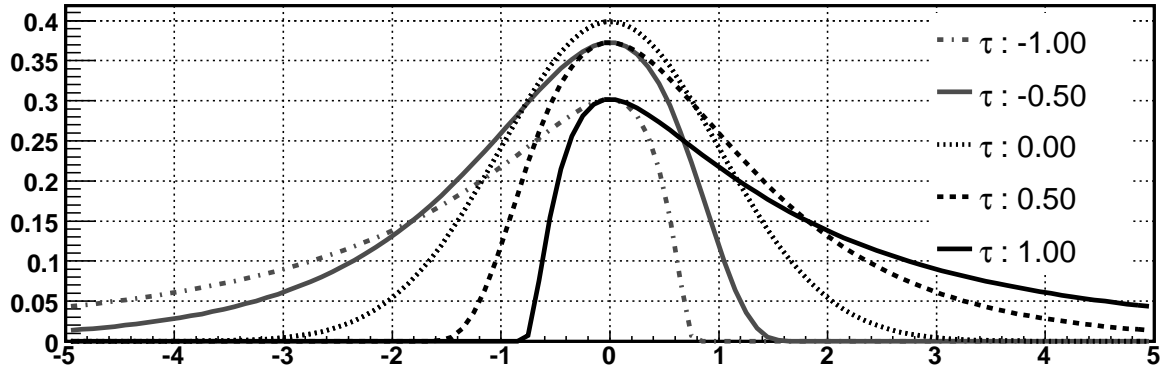


FIG. A.1 – Fonctions log-normales pour une largeur de 1 et un MPV de 0. Les log-normales de paramètres de queue opposés sont symétriques l'un à l'autre. Pour $\tau = 0$., on a une gaussienne.

La distribution cumulée s'écrit :

$$\int_x^{+\infty} \log_N dx = N \operatorname{erf}\left(\frac{\bar{x} - \tau}{\sqrt{2}}\right) \quad (\text{A.2})$$

avec :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} \exp(-t^2) dt$$

Annexe B

La méthode paramétrique

Jusqu'à présent les équations 4.5a ou 4.5b, pourtant alléchantes, n'ont toujours pas été relevées. Le développement d'une méthode utilisant ces équation est en fait bien antérieures à celle développée ici. L'un des acteurs principaux de sa mise en place dans GLAST fut W. Atwood.

Afin d'utiliser les relations entre le centroïde et l'énergie incidente, trois observables en particulier sont d'abord déterminées :

- Une charge Q_γ^c , corrigée des fuites latérales.
- X_T , le nombre de X_0 parcourues par la gerbe jusqu'à ce qu'elle ne s'éteigne ou ne s'enfuie hors du calorimètre. Le passage dans le trajectographe est prise en compte.
- X_C , le nombre de X_0 parcourues par la gerbe jusqu'à son centroïde.

La charge Q_γ^c :

Les corrections sont effectuées en considérant deux cylindres, l'un pour le cœur de la gerbe, l'autre pour l'enveloppe. Les rayons de ces cylindres correspondent à R_c et R_e , calculés à l'entrée du calorimètre. Le poids relatif ρ est aussi calculé là. L'expression de ces paramètres est ici :

$$R_c = 40. + 0.036L \, K\left(\frac{Q_\gamma - 250.}{200.}\right) \quad (\text{B.1})$$

$$R_e = 80. + 0.065L \, K\left(\frac{Q_\gamma - 250.}{200.}\right) \quad (\text{B.2})$$

$$\rho = 0.5 + 0.25 \, K\left(\frac{670. - Q_\gamma}{300.}\right) \quad (\text{B.3})$$

avec

$$K(x) = 1. - \frac{x}{|x|} \text{erf}(|x|)$$

et L la longueur parcourue par la gerbe avant le calorimètre. Q_γ est calculé en MeV. Les distances sont en millimètres. Il est alors possible de déterminer pour chaque couche du calorimètre les fractions des cylindres appartenant au matériau actif. A partir de celles-ci, un terme correctif est appliqué à chaque couche. Il corrige de l'énergie absorbée dans les matériaux non actifs de couche. Le terme correctif est multiplicatif. Ceci implique que le développement de la gerbe est en partie pris en compte par la correction. En effet, deux gerbes n'auront pas le même développement dans une couche donnée lorsque la fraction de leur volume hors matériau actif dans cette couche diffère. Le matériau non actif est en effet beaucoup moins dense. A la couche suivante, l'importance du dépôt signera tout au moins en partie cette différence de développement. Q_γ^c est la somme de ces énergies par couches corrigées.

Enfin, Q_γ^c est corrigé une dernière fois pour les longueurs de radiation traversées dans le CsI. En effet les précédentes corrections considèrent le matériau actif comme un seul bloc de CsI(Tl), sans prendre en compte les autres matériaux comme ceux de la structure de soutien en carbone. On multiplie donc Q_γ^c par :

$$\frac{X_{\text{CsI}} + X_{\text{Autres}}}{X_{\text{CsI}}}$$

avec :

- X_{CsI} la distance traversée dans le CsI(Tl) en X_0 .
- X_{Autres} la distance traversée à l'intérieur du calorimètre dans des matériaux non actifs, en X_0 .

Ces paramètres sont calculés en fonction de la trajectoire de manière équivalente aux calculs de X_T et X_C .

X_T et X_C :

Pour estimer ces paramètres, on considère un cylindre de révolution l'axe de la trajectoire et de rayon $\frac{R_c}{4}$. Dans ce cylindre on choisit un certain nombre de traces parallèles à la trajectoire. Leur taille en X_0 est calculée pour chacune d'entre elles. X_T est la moyenne de ces estimations. X_C est calculé de la même manière. Notons que la position du centroïde dépend des mesures d'énergies dans les cristaux sans les corrections sur les énergies effectuées auparavant.

L'algorithme :

Le principe de la méthode est de corriger l'énergie Q_γ^c à l'aide d'un facteur multiplicatif. Ce facteur dépend des termes α et β , eux même estimés récursivement. Elle est en cela similaire à la méthode de correction des biais exposée dans la sous-section 4.5. On a, pour débiter :

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= F_\Gamma(\alpha_0, \beta_0 X_T) \\ \tilde{E}_0 &= Q_\gamma^c + Q_{\text{TKR}} \\ \beta_0 &= 0.44 + 0.00126 \log \left(\frac{\tilde{E}_0}{1 \text{ GeV}} \right) \\ \alpha_0 &= X_C \beta \end{aligned} \tag{B.4}$$

ϵ_0 est le facteur correctif initial. Q_{TKR} est l'énergie déposée dans le trajectographe, fournie par celui-ci ou placée à 50 MeV si le trajectographe rend une direction et 0 MeV sinon. Cette première valeur correspond à une estimation de l'énergie perdue pour un photon de 100 MeV. C'est donc en quelques sortes un minimum. Remarquons que β est initialisé en utilisant la paramétrisation 4.6b, alors que α utilise l'équation 4.5a. A partir de là, la récursion se poursuit jusqu'à convergence avec les relations :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_n &= \frac{Q_\gamma^c + Q_{\text{TKR}}}{\epsilon_{n-1}} \\ \beta_n &= 0.44 + 0.00126 \log \left(\frac{\tilde{E}_n}{1 \text{ GeV}} \right) \\ \alpha_n &= \frac{X_C \beta_n}{F_\Gamma(\alpha_{n-1} + 1, \beta_n X_T)} \\ \epsilon_n &= F_\Gamma(\alpha_n, \beta_n X_T) \end{aligned} \tag{B.5}$$

Les équations sont donc restées les mêmes pour β_n et ϵ_n .

Comparaison des stratégies :

Cette méthode propose plusieurs solutions différentes de celles exposées auparavant.

Sans doute l'un des faits les plus marquant est la place que prennent ici les expressions analytiques pour les divers paramètres de la cascade. Dans la méthode précédente, la connaissance théorique des observables n'était utilisée que de façon qualitative. On s'appuie ici moins sur les résultats de la simulation et plus sur les formules. Cette indépendance est un atout dans la mesure où la méthode précédente prend un temps considérable à calibrer, et ne l'est pour l'instant que sur une section de l'espace de phase. La méthode paramétrique l'est, elle, applicable sur son ensemble. Le prix à payer est son adaptation moindre aux spécificités du détecteur, théoriquement prises en compte dans la simulation. Les aspects géométriques se reflètent malgré tout dans la détermination de X_T et des autres longueurs. D'autre part, ces expressions analytiques paramétrisent le profil moyen des gerbes. Les fluctuations autour des valeurs moyennes des variables considérées sont ignorées, au contraire de la méthode précédente.

Un autre choix est de corriger avec attention toutes les fuites latérales. Ceci permet une meilleure reconstruction en particulier sur les événements de mauvaise qualité. Le gain en résolution ainsi obtenu ne vient pas sans contreparties. Le risque de toute correction est d'entraîner la création de queues importantes dans la reconstruction. En particulier, plus un événement de mauvaise qualité est corrigé avec soin, plus les chances sont grandes d'exagérer. Des événements de basse énergie peuvent alors fort bien mimer des événements de haute énergie mais de mauvaise qualité. Afin d'éviter ceci, tous les facteurs correctifs sont multiplicatifs. Il en résulte que la correction se fait toujours en prenant en compte le dépôt de charge initial. De plus chaque facteur correctif est limité à une certaine gamme.

Le fait d'appliquer un facteur correctif multiplicatif est une autre particularité de cette méthode. L'idée sous-jacente est de rester toujours rattaché à la réalité des mesures. Ainsi, à l'opposé des autres méthodes de reconstruction, il n'est nul besoin de vérifier que l'énergie reconstruite est bien supérieure à l'observable Q_γ .

Enfin, le processus d'optimisation est ici très différents de celui utilisé par la méthode précédente. On procède ici à une convergence itérative des résultats. Le principe est d'accorder les observables X_M et X_c avec les observables \tilde{E}_γ et β , ou plus précisément avec leurs facteurs correctifs.

Il n'en reste pas moins que cette méthode, dont le désavantage est de produire des queues importantes à haute énergie, a l'avantage d'être applicable sur tout l'espace de phase. Au contraire des deux autres méthodes, elle rend un résultat quel que soit l'angle d'incidence, que le trajectographe ait reconstruit une trace ou non.

Annexe C

La méthode d'ajustement du profil

Pour déterminer \tilde{E}_γ , cette méthode tente plus que les deux autres de mobiliser toute l'information offerte par le calorimètre hodoscopique de GLAST.

Ajustement au profil longitudinal moyen :

Une première bouture de la méthode fut mise en place principalement par R. Terrier [98]. Le profil longitudinal moyen était utilisé pour déterminer le dépôt d'énergie dans chaque couche :

$$q_i^{\text{prof}} = F_\Gamma(X_z + \frac{\delta_x}{2}, \alpha, \beta) - F_\Gamma(X_z - \frac{\delta_x}{2}, \alpha, \beta) \quad (\text{C.1})$$

avec :

- X_x est l'altitude du centre de la couche en X_0 , avec l'origine de cette altitude un paramètre ajustable.
- $\delta_x \sim \frac{1}{\cos \theta}$ est la taille de la section de trajectoire dans la couche en X_0 . Elle dépend donc de l'angle d'incidence.

La minimisation du terme suivant permet alors de déterminer l'énergie :

$$\chi^2 = \sum \frac{(q_i^{\text{prof}} - q_i)^2}{q_i} \quad (\text{C.2})$$

Les paramètres α et β sont fixés selon les expressions 4.6a et 4.6b. Remarquons de plus que l'erreur sur chaque couche est estimée comme la racine carrée de son dépôt d'énergie.

Dans cette minimisation, le profil latéral des gerbes n'est pas pris en compte. De plus, les couches sont considérées dans le calcul des dépôts comme toujours perpendiculaires à la trajectoire, avec malgré tout une adaptation de leur hauteur. Lorsque le cœur de la gerbe est petit par rapport à la hauteur des barreaux, cette approximation est moins importante qu'il n'y paraît. Elle est d'autant plus faible que le profil du dépôt varie doucement. Dans ce cas une compensation à l'ordre zéro pour chaque q_i^{prof} s'effectue entre les parties de gerbes à tort prises en compte et celles à tort ignorées. Les énergies reconstruites avec cet algorithme présentent malgré tout un biais hors axe. Celui-ci peut être paramétré et corrigé encore une fois par l'application de la méthode de correction des biais précédemment décrite.

Ajustement tri-dimensionnel :

La méthode fut reprise et développée par P. Bruel [22]. Pour mieux prendre en compte les fuites latérales, le choix est fait de calculer précisément l'énergie déposée dans le Csi lui-même. Il s'agit cette fois-ci d'utiliser le profil latéral. Les paramétrisations tant du profil longitudinal que latéral reprennent celles proposées dans la référence [53].

Les paramétrisations des profils sont fonction de la profondeur, en X_0 , sur l'axe de la trajectoire. Le premier travail est donc de déterminer dans cette unité l'abscisse des couches sur cet axe. De même que dans la méthode paramétrique, ces altitudes sont estimées en procédant à une moyenne sur un cylindre d'axe de révolution la trajectoire et de rayon donné. A la différence de celle-ci, le choix est fait de pondérer les estimations en suivant le profil latéral des gerbes, c'est-à-dire en faisant appel aux distances R_c et R_e et à leur expression associée, tout ceci en fonction de z . Visuellement le cylindre prend du ventre. De plus, l'estimation doit se faire de manière itérative sur z . Sa valeur en X_0 dépend en effet de l'historique en amont. L'historique lui même dépend des valeurs R_c et R_e au niveau précédent. En plus de cela, les expressions de R_c et R_e se paramétrisent non pas en fonction de z , en X_0 , mais du rapport $\frac{z}{X_T}$. En conséquence, la conversion en X_0 dépend maintenant aussi de l'énergie qui sera reconstruite.

Ce nouvel ajustement utilise les termes α et X_T pour paramétriser le profil des courbes. Ce choix est équivalent à celui de α et β utilisé par la méthode paramétrique. L'avantage des premiers réside dans la possible modélisation des variations stochastiques. Dans l'ajustement, les paramètres α et X_T sont laissés libres, contrairement à l'ajustement précédent et à la méthode paramétrique. Par contre un terme est rajouter au χ^2 de l'équation C.2 ¹. Ce terme contraint le couple (α, X_T) à suivre la paramétrisation de ses fluctuations. Son poids par rapport au premier terme est optimisé pour obtenir la meilleure résolution globale. On évite ainsi le développement des queues à haute énergie dans la reconstruction, ceci en contraignant l'ajustement pour gerbes mal contenues à rester proche du profil moyen.

La méthode est en fait plus complexe que ces explication ne le laissent paraître. Ceux-ci sont exposés plus clairement dans la référence [22]. En particulier, l'utilisation d'un χ^2 permet de rendre une paramètre d'erreur. Mais l'altération très spécifique que subit cette expression rend son interprétation moins classique.

Comparaison des stratégies :

La méthode du profil, telle qu'elle a été récemment développée fait le choix ambitieux de reprendre dans les détails la modélisation analytique proposée par [53]. Pour cela, elle limite son champ d'application aux énergies hautes, requérant $Q_\gamma \geq 1 \text{ GeV}$ pour se lancer dans les calculs. Elle est par contre capable de se passer d'une reconstruction de la trace par le trajectographe, à l'instar de la méthode paramétrique.

Mieux encore que la méthode paramétrique, les profils radiaux sont aussi pris en compte. Le calcul des dépôts d'énergie dans chaque couche est précis, prenant en correctement en compte les contributions de chaque profondeur sur l'axe de la gerbe et ce en fonction de la distance à l'axe. On tente ici de déterminer avec exactitude le mélange des paramètres longitudinaux et latéraux plus que dans les deux autres méthodes. Cette détermination est d'autant plus précise que la profondeur en X_0 et les profils latéraux sont calculés en en fonction de l'historique de la gerbe.

L'utilisation des paramétrisations analytiques des profils est ici particulièrement approfondie. Mais au contraire de la méthode paramétrique les fluctuations physiques sont aussi prises en compte. Pour cela l'ajustement se fait en laissant aux paramètre une liberté qu'ils s'octroient dans la nature. L'aspect stochastique des gerbes est ainsi mieux pris en compte.

Le processus d'optimisation est une minimisation qui, par rapport à la méthode du maximum de vraisemblance, possède trois paramètres libres. Cette optimisation, est différente de la méthode paramétrique car, tout comme pour le maximum de vraisemblance, il ne s'agit pas de corriger mais d'ajuster les variables. Elle lui est similaire dans la mesure où l'ajuste-

¹La forme utilisée dans [22] est en fait légèrement différente. Se référer, dans cette note, à χ_{std}^2 , et pour le nouveau terme à χ_{par}^2

ment se fait par rapport aux mesures de dépôts de charge plutôt qu'avec une observable dont l'interprétation physique est moins claire.

Table des figures

1.1	Schéma du détecteur de γ sur COS-B.	16
1.2	Schéma d'EGRET à bord de CGRO.	16
1.3	Sources du 3 ^{ème} catalogue d'EGRET.	16
1.4	Fond diffus du 3 ^{ème} catalogue d'EGRET.	16
1.5	Sensibilités comparées d'EGRET, GLAST et HESS sur le Crabe	18
1.6	Fond de particules chargées sur l'orbite de GLAST	21
1.7	Le GBM.	23
1.8	Le LAT.	23
1.9	Un module trajectographique.	24
1.10	Le bouclier anti-coïncidence.	27
1.11	PSF du LAT à 68% de contenance.	30
1.12	Surface efficace à incidence verticale du trajectographe.	32
1.13	Dépendance en angle de la surface efficace du trajectographe.	32
2.1	Schéma de fonctionnement du calorimètre.	34
2.2	Un module calorimétrique.	35
2.3	Mise en place d'un cristal dans un module calorimétrique.	36
2.4	Des diodes LE et HE.	36
2.5	Tomographie : Topographie du coin d'une structure.	37
2.6	Tomographie : Image d'une tranche du coin d'une structure.	37
2.7	Un module calorimétrique sur un pôt vibrant.	38
2.8	Balayage sinusoïdaux, amplitude de la résonance.	38
2.9	Essais quasi-statiques : déformations et accélérations.	39
2.10	Schéma de l'électronique d'acquisition.	46
3.1	Événements muons.	50
3.2	Distribution des signaux dans une voie LEX8.	50
3.3	Flux sur Terre des particules cosmiques suivant l'altitude.	51
3.4	Flux de muons à altitude zéro.	51
3.5	Dépôt moyen d'énergie par unité de longueur.	53
3.6	Distribution simulée des dépôts d'énergie par les muons.	54
3.7	Distribution réelles des dépôts d'énergie par les muons.	54
3.8	Caractéristiques rayons δ provoqués par les muons	56
3.9	Spectres en énergie de photons produits par le passage de muons	56
3.10	Déviation angulaire et distance de déviation des muons par la diffusion multiple.	57
3.11	Piédestal d'une voie LEX8.	59
3.12	Mesures de pedestaux	60
3.13	Exemples de sélection d'événements muons	61
3.14	Spectre et inclinaison des événements muons sélectionnés	62
3.15	Exemples de sélection pour la calibration des mesures de position.	64

3.16	δ_l par rapport à x .	65
3.17	Quelques distributions δ_l .	65
3.18	$\langle \delta_l \rangle$ en fonction de x .	65
3.19	σ_{δ_l} en fonction de x .	65
3.20	Comparaison à la simulation des distributions δ_l .	66
3.21	Comparaison à la simulation des paramètres des distributions δ_l .	67
3.22	Erreurs relatives sur les paramètres des distributions δ_l .	67
3.23	Exemples de sélection pour la calibration des gains.	68
3.24	Distribution des énergies dans un barreau.	70
3.25	Gain relatif HEX8 par rapport à LEX8.	70
3.26	Gains pour les données expérimentales et simulées à la fois.	70
3.27	Ajustements aux distributions d'énergie, données expérimentales.	72
3.28	Résidus des ajustements aux distributions d'énergie, données réelles.	73
3.29	Ajustements aux distributions d'énergie, données simulées.	74
3.30	Résidus des ajustements aux distributions d'énergie, données simulées.	75
3.31	χ^2 des ajustements aux distributions d'énergie.	76
3.32	Différences relatives entre estimation des gains.	76
3.33	Distribution d'énergie sommée, données expérimentales et simulées.	79
3.34	Différence des distributions d'énergie sommées.	79
3.35	Distribution sommée réelle ajustée à une GKL.	80
3.36	Distribution sommée réelle ajustée à une fonction B.	80
3.37	Distributions d'énergie suivant les couches.	82
3.38	Distributions sommées des énergies en fonction de l'inclinaison.	83
3.39	Distributions sommées bruitées des énergies en fonction de l'inclinaison.	84
3.40	Superposition des figures d'atténuation dans un barreau.	86
3.41	Redistribution des événements d'une Landau par un bruit.	87
3.42	Biais dans les mesures de gains selon l'ampleur du bruit.	87
3.43	Simulation de dépôts d'énergie par des ions.	88
3.44	Courbe de <i>quenching</i> pour un module calorimétrique.	88
4.1	événements γ simulés à 100 et 500 MeV dans le LAT.	92
4.2	Distribution F_Γ en fonction de la profondeur z .	93
4.3	Géométrie événements du LAT.	96
4.4	Repères utilisés pour la reconstruction.	97
4.5	Définition de D_{cracks} .	99
4.6	Définition de $\bar{\phi}$.	99
4.7	Effets de l'angle azimutal sur q_i au bord des tours.	100
4.8	Effets de l'angle azimutal sur q_i suivant D_{cracks} .	100
4.9	δ_γ en fonction de D_{cracks} pour $E_\gamma = 10$ GeV, $\theta = 0^\circ$.	101
4.10	δ_γ en fonction de E_γ pour diverses valeurs de θ .	101
4.11	Simulation d'un événement γ dans GLAST.	103
4.12	PDF de δ_γ pour diverses énergies, avec $\theta = 32^\circ$.	104
4.13	δ_γ en fonction de q_7 , avec $E_\gamma = 10$ GeV, $\theta = 32^\circ$.	105
4.14	Q_γ en fonction de H_{TKR} , avec $E_\gamma = 1$ GeV, $\theta = 49^\circ$.	105
4.15	δ_γ en fonction du nombre de pistes déclenchées dans les couches minces ou épaisses.	106
4.16	Optimisation d'un facteur de X_L .	108
4.17	Asymétrie des facteurs α et β en fonction de E_γ .	111
4.18	rapports RMS sur MPV avec $\theta = 49^\circ$, pour les deux itérations.	111
4.19	Q_γ en fonction de q_7 , avec $E_\gamma = 10$ GeV et diverses inclinaisons.	113
4.20	D_{cracks} en fonction de Q_γ et q_7 , avec $E_\gamma = 100$ GeV, $\theta = 45^\circ$.	113

4.21 δ_γ en fonction de \tilde{Z}_γ , avec $E_\gamma = 100$ GeV, $\theta = 0^\circ$ et $D_{cracks} > 90$ mm	114
4.22 Schéma représentant le calcul de C_{LE}	116
4.23 δ_γ en fonction de C_{LE} , avec $E_\gamma = 1$ GeV, $\theta = 32^\circ$	116
4.24 δ_γ en fonction de Z_{CAL} et D_{cracks} , avec $E_\gamma = 1$ GeV, $\theta = 32^\circ$	116
4.25 Subdivision de l'espace de phase par les classes « hautes énergies, incidences basses »	118
4.26 PDF « basses énergies »	122
4.27 PDF « hautes énergies, incidences hautes »	122
4.28 PDF « hautes énergies, incidences basses »	122
4.29 ξ_γ en fonction de E_γ	124
4.30 ξ_γ	124
4.31 Biais dans les reconstructions calorimétriques.	126
4.32 Résolution des reconstructions calorimétriques.	127
4.33 Importance des queues dans les reconstructions calorimétriques.	129
4.34 Surfaces efficaces pour la reconstruction en énergie.	131
4.35 Efficacité relative des méthodes de reconstruction	132
5.1 Le fond de photons [58], du CMB au fond de rayons γ	135
5.2 Les contributions des sources principales à la luminosité observée dans l'infra-rouge.	135
5.3 Fond extragalactique de $0.1 \mu\text{G}$ à 1 mm.	136
5.4 Le fond extragalactique utilisé pour les calculs	136
5.5 Section efficace de production de paire.	139
5.6 Longueurs d'interaction de production de paire.	139
5.7 Densité de probabilité de l'énergie des électrons produits par photo-annihilation.	140
5.8 Emission d'électrons par production de paires pour l'EBL et le CMB	141
5.9 Section efficace inverse-Compton pour un électron de 1 TeV.	143
5.10 Longueurs d'interaction inverse-Compton.	143
5.11 Densité de probabilité du rayonnement inverse-Compton.	144
5.12 Spectre d'émission inverse-Compton pour l'EBL et le CMB.	145
5.13 Pertes d'énergie moyennes d'un électron par inverse-Compton	146
5.14 Répartition de l'énergie entre populations.	153
5.15 Spectres observés pour $\alpha = 2$. et $\alpha = 1.5$	156
5.16 Spectres observés pour $\alpha = 2$. et $\alpha = 1.5$	157
5.17 Spectres observés pour 1ES1101-232 avec $c_B = 1$	159
5.18 Spectres observés pour 1ES1101-232 avec $c_B = \frac{1}{4\pi}$	160
5.19 Effet du champ magnétique sur les spectres	161
A.1 Fonctions log-normales	165

Liste des tableaux

1.1	Performances de COS-B	16
1.2	Performances d'EGRET	16
1.3	Utilisation de la puissance fournie au LAT.	19
1.4	Caractéristiques du trajectographe de GLAST.	24
1.5	Caractéristiques du bouclier anti-coïncidence de GLAST.	27
1.6	Caractéristiques de GLAST.	29
2.1	Caractéristiques des scintillateurs au CsI(Tl).	41
2.2	Caractéristiques des voies de sortie du calorimètre.	45
4.1	Paramétrisation des résolutions	128

Bibliographie

- [1] Space engineering testing, 2002. FCSS-E-10-03A.
- [2] Aharonian, F. A. and Coppi, P. S. and Völk H.J. Very high energy gamma rays from active galactic nuclei : Cascading on the cosmic background of radiation fields and the formation of pair halos. *Astrophysical Journal*, 423 :L5–L8, March 1994.
- [3] Aharonian, F. *et al.* A low level of extragalactic background light as revealed by γ -rays from blazars. *Nature*, 440 :1018–1021, April 2006.
- [4] Aharonian, F. *et al.* Evidence for VHE γ -ray emission from the distant BL Lac PG 1553+113. *Astronomy & Astrophysics*, 448 :L19–L23, March 2006.
- [5] A.Rotondi and P.Montagna. Fast calculation of vavilov distribution. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, B47 :215–224, 1990.
- [6] W. Atwood. www-glast.slac.stanford.edu/software/anagroup/energyalgscomparison_4.pdf. Analysis group presentation, Aug. 2005.
- [7] Atwood, W. B. Gamma Large Area Silicon Telescope (GLAST) applying silicon strip detector technology to the detection of gamma rays in space. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 342 :302–307, March 1994.
- [8] B. Giebels. GLAST and Very High Energy astrophysics. In B. Degrange and G. Fontaine, editor, *Towards a Network of Atmospheric Cherenkov Detectors VII*, pages 401–414, April 2005.
- [9] Bédérède, D. and Bougamont, E. and Bourgeois, P. and Gentit, F. X. and Piret, Y. and Tauzin, G. Performances of the CsI(Tl) detector element of the GLAST calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 518 :15–18, February 2004.
- [10] K. Bennett. COS-B : The Highlights. *Nuclear Physics Proceedings Supplement*, 14B :23, 34, 1975.
- [11] Hans Bichsel and Roberta P. Saxon. Comparison of calculational methods for straggling in thin absorbers. *Phys. Rev. A*, 11(4) :1285–1296, April 1963.
- [12] Bichsel, H. and Groom, D.E. and Klein, S.R. *Passage of particles through matter*, chapter 23. The Review of Particle Physics, 2005.
- [13] J.B. Birks. The specific fluorescence of anthracene and other organic materials. *Phys. Rev.*, 84 :364–365, 1951.
- [14] J.B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon, 1964.
- [15] Blumenthal, G. R. and Gould, R. J. Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. *Reviews of Modern Physics*, 42 :237–271, 1970.
- [16] G. Bogaert. Technical report, GLAST Collaboration, 2001. LAT-SS-00240-D2.

- [17] G. for the GLAST Collaboration Bogaert. Gamma Ray Large Array Space Telescope, calorimeter crystals. In *7th international conference on advanced technology and particle physics*, October 2001.
- [18] S. Bouvier. The silicon strip detector for STAR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 549 :27–32, September 2005.
- [19] Johan Bregeon. *Contribution à l'étalonnage en énergie du calorimètre du GLAST-LAT et qualification des modèles de cascades hadroniques disponibles sous GEANT4*. Phd, CENBG, Oct 2005.
- [20] R. Bright. Lat power supply status. Lat project document change notice, GLAST Collaboration, 2005. LAT-TD-04701.
- [21] Brion E. and Manseri H. and CELESTE Collaboration. CELESTE Energy Scale and Blazar Observations. In Aharonian, F. A. and Völk, H. J. and Horns, D., editor, *AIP Conf. Proc. 745 : High Energy Gamma-Ray Astronomy*, pages 651–656, February 2005.
- [22] P. Bruel. <http://polywww.in2p3.fr/~bruel/calfullprofile.ps>. Research note, Laboratoire Leprince-Ringuet, 2005.
- [23] Toby Burnett. LAT effective area and point spread function. Technical report, University of Washington, October 2005. LATDOC-AM-04356.
- [24] Toby Burnett. A simple functional representation for the GLAST PSF. Technical report, University of Washington, September 2005. LATDOC-AM-04355.
- [25] CANGAROO TeV γ ray observatory. <http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp>.
- [26] Garmire G. P. Clarck G. W. and Kraushaar W. L. Observation of high-energy cosmic gamma rays. *Astrophysical Journal*, 153(3) :203–207, Sept. 1968.
- [27] CMS Collaboration. The performance of the CMS tracking. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 150 :124–127, January 2006.
- [28] Coppi, P. S. and Blandford, R. D. Reaction rates and energy distributions for elementary processes in relativistic pair plasmas. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 245 :453–507, August 1990.
- [29] Costamante, L. and Aharonian, F. and Horns, D. and Ghisellini, G. Constraining the cosmic background light with four BL Lac TeV spectra. *New Astronomy Review*, 48 :469–472, April 2004.
- [30] Dai, Z. G. and Lu, T. Spectrum and duration of delayed MeV-GeV emission of gamma-ray bursts in cosmic background radiation fields. *Astrophysical Journal*, 580 :1013–1016, December 2002.
- [31] Dai, Z. G. and Zhang, B. and Gou, L. J. and Mészáros, P. and Waxman, E. GeV Emission from TeV Blazars and Intergalactic Magnetic Fields. *Astrophysical Journal*, 580 :L7–L10, November 2002.
- [32] Dar, A. and de Rújula, A. Magnetic field in galaxies, galaxy clusters, and intergalactic space. *Physics Review D*, 72(12) :123002–+, December 2005.
- [33] P. d’Avezac. <http://polywww.in2p3.fr/glast/callikelihood.ps>. Research note, Laboratoire Leprince-Ringuet, 2005.
- [34] Dole H. *et al.* The Cosmic Infrared Background Resolved by *Spitzer*. Contributions of Mid-infrared Galaxies to the Far-infrared Background. *Astronomy & Astrophysics*, 446, May 2006.
- [35] Dweck, E. and Arendt, R. G. A Tentative Detection of the Cosmic Infrared Background at $3.5\,\mu\text{m}$ from COBE/DIRBE Observations. *Astrophysical Journal Letters*, 508 :9–12, 1998.

- [36] Dwek, E. and Arendt, R. G. and Krennrich, F. The Near-Infrared Background : Interplanetary Dust or Primordial Stars ? *Astrophysical Journal*, 635 :784–794, December 2005.
- [37] Dwek, E. and Krennrich, F. and Arendt, R. G. Is There an Imprint of Primordial Stars in the TeV γ -Ray Spectrum of Blazars ? *Astrophysical Journal*, 634 :155–160, November 2005.
- [38] E. Longo and I. Sestili. Monte Carlo calculation of photon-initiated electromagnetic showers in lead glass. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 128(2), October 1975.
- [39] O. Ferreira *et al.* Environmental tests of the GLAST Validation Module Calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 530(3) :323–329, April 2004.
- [40] B. Lott *et al.* A paraître.
- [41] Bastieri D. *et al.* Using the photons from the Crab Nebula seen by GLAST to calibrate MAGIC and the imaging air Cherenkov telescopes. *Astroparticle Physics*, 23 :572–576, July 2005.
- [42] J. Kremer *et al.* Measurement of ground-level muons at two geomagnetic locations. *Physical Review Letters*, 83(21) :4241–4244, November 1999.
- [43] M. Brigida *et al.* GLAST LAT tracker signal simulation and trigger timing study. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 150 :66–69, January 2006.
- [44] M. Pârlog *et al.* Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy et atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the INDRA array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 482(3) :693–706, April 2002.
- [45] P.V. Sokolsky *et al.* *Cosmic rays*, chapter 24. The Review of Particle Physics, 2005.
- [46] S. Bergenius *et al.* Radiation hardness tests for CsI(Tl) crystals for the GLAST electromagnetic calorimeter. In *28th International Cosmic Ray Conference*, 2003.
- [47] Fabjan, C. W. and Fabiola, G. Calorimetry for Particle Physis. *Reviews of Modern Physics*, 75, October 2002.
- [48] E. Fiandrini, G. Esposito, B. Bertucci, B. Alpat, G. Ambrosi, R. Battiston, W. J. Burger, D. Caraffini, C. Cecchi, L. Di Masso, N. Dinu, M. Ionica, R. Ionica, G. Lamanna, M. Pauluzzi, M. Menichelli, and P. Zuccon. Leptons with energy <200 MeV trapped near the South Atlantic Anomaly. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108 :12–1, November 2003.
- [49] Fichtel, C. E. *et al.* Gamma ray Telescope, Mission Overview. *Astrophysical Journal*, pages 198, 163, 1975.
- [50] GCN/GLAST GRB Notices. [http ://gcn.gsfc.nasa.gov/glast.html](http://gcn.gsfc.nasa.gov/glast.html).
- [51] N. Gehrer, P. Michelson, A. Bunner, D. Bertsch, and S. Lambros. [http ://glast.gsfc.nasa.gov/science/resources/aosrd/](http://glast.gsfc.nasa.gov/science/resources/aosrd/).
- [52] Gould, R. J. and Schröder, G. P. Pair Production in Photon-Photon Collisions. *Physical Review*, 155 :1404–1407, March 1967.
- [53] Grindhammer, G. and Peters, S. The Parameterized Simulation of Electromagnetic Showers in Homogeneous and Sampling Calorimeters. *ArXiv High Energy Physics - Experiment e-prints*, January 2000.
- [54] Grindhammer, G. and Rudowicz, M. and Peters, S. The fast simulation of electromagnetic and hadronic showers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, A290 :469, 1990.

- [55] R. Gwin and R.B. Murray. Scintillation process in CsI(Tl). II. emission spectrum spectra et the possible role of self-trapped holes. *Phys. Rev.*, 131(2) :507–511, July 1963.
- [56] Hartman, R. C. *et al.* The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources. *Astrophysical Journal Supplements*, 123 :79–202, July 1999.
- [57] P. Hascall. Glast large array telescope : Lat system engeneering. *GSFC Monthly Review*, May 2005.
- [58] Hauser, M. G and Dwek, E. The cosmic infrared background : Measurements and implications [review article]. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 39 :249–307, 2001.
- [59] HESS TeV γ ray observatory. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS>.
- [60] Hoffman, C. M. and Sinnis, C. and Fleury, P. and Punch, M. Gamma-ray astronomy at high energies. *Reviews of Modern Physics*, 71 :897–936, July 1999.
- [61] Johansson G. and Carius S. and Bergenius S. First Radiation Hardness Test of CDE CsI(Tl) Crystals. Technical report, GLAST Collaboration, February 2003. LAT-TD-01531-01.
- [62] W. N. Johnson and J. Ampe. Calorimeter electronics system - conceptual design. Technical report, Naval Research Lab, June 2001. LAT-SS-00087-D3.
- [63] title = Johnson, N. N. Technical report.
- [64] Johnson, R. P. and GLAST LAT Collaboration. The GLAST LAT Silicon Strip Tracker-Converter. *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 207, December 2005.
- [65] B. Jones. *A Search for Gamma-Ray Bursts, and the Application of Kalman Filters to Gamma-Ray Reconstruction*. Phd, Stanford University, Oct 1998.
- [66] Jones, F. C. Calculated Spectrum of Invere-Compton Scattered Photons. *Physical Review*, 167(2) :1159–1169, 1967.
- [67] Kashlinsky, A. Cosmic infrared background and early galaxy evolution [review article]. *Physics Reports*, 409 :361–438, April 2005.
- [68] Katarzyński, K. and Ghisellini, G. and Tavecchio, F. and Gracia, J. and Maraschi, L. Hard TeV spectra of blazars and the constraints to the infrared intergalactic background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368 :L52–L56, May 2006.
- [69] Kronberg, P. P. Extragalactic magnetic fields . *Reports of Progress in Physics*, 57 :325–382, April 1994.
- [70] Lagache, G. and Dole, H. and Puget, J.-L. Modelling infrared galaxy evolution using a phenomenological approach. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 338 :555–571, January 2003.
- [71] Le Floc’h, E. *et al.* Infrared Luminosity Functions from the Chandra Deep Field-South : The Spitzer View on the History of Dusty Star Formation at $0 \lesssim z \lesssim 1$. *Astrophysical Journal*, 632 :169–190, October 2005.
- [72] Lewetowski, B. The BaBar electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 494 :303–307, November 2002.
- [73] LLR. http://polywww.in2p3.fr/services/llr_annuaire/annuaire.php.
- [74] Lott, B. *et al.* Response of the GLAST LAT calorimeter to relativistic heavy ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 560 :395–404, May 2006.

- [75] M. Lemoine *et al*, for the H.E.S.S. collaboration. Selection and 3D-reconstruction of gamma-ray-induced air showers with H.E.S.S. In Aharonian, F. A. and Völk, H. J. and Horns, D., editor, *AIP Conf. Proc. 745 : High Energy Gamma-Ray Astronomy*, page 697, February 2005.
- [76] M. Nordby and T. Leisgang. Lat environmental specification. Technical report, GLAST Collaboration, June 2004. LAT-SS-00778-0271204.
- [77] MAGIC TeV γ ray observatory. <http://www.magic.mppmu.mpg.de/>.
- [78] Masterson C. *et al* for the HESS Collaboration. Observations of the Crab nebula with H.E.S.S. In Aharonian, F. A. and Völk, H. J. and Horns, D., editor, *AIP Conf. Proc. 745 : High Energy Gamma-Ray Astronomy*, pages 617–621, February 2005.
- [79] Matute, I. *et al*. Active galactic nuclei in the mid-IR. Evolution and contribution to the cosmic infrared background. *Astronomy & Astrophysics*, 451 :443–456, May 2006.
- [80] Medvedev, M. V. and Silva, L. O. and Kamionkowski, M. Cluster Magnetic Fields from Large-Scale Structure and Galaxy Cluster Shocks. *Astrophysical Journal*, 642 :L1–L4, May 2006.
- [81] CAL Weekly Meetings. www-glast.slac.stanford.edu/software/cal/meetings/.
- [82] G. Mohanty, S. Biller, D. A. Carter-Lewis, D. J. Fegan, A. M. Hillas, R. C. Lamb, T. C. Weekes, M. West, and J. Zweerink. Measurement of TeV gamma-ray spectra with the Cherenkov imaging technique. *Astroparticle Physics*, 9 :15–43, June 1998.
- [83] Neronov, A. and Semikoz, D. V. Measurement of extragalactic magnetic fields by TeV gamma ray telescopes. *ArXiv Astrophysics e-prints*, April 2006.
- [84] Oh, S. P. Probing High-Redshift Radiation Fields with Gamma-Ray Absorption. *APJ*, 553 :25–32, May 2001.
- [85] Peiris, H. V. *et al*. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications For Inflation. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 148 :213–231, September 2003.
- [86] L. Peterson and J. R. Winckler. Short γ -Ray Burst from a Solar Flare. *Physical Review Letters*, 1(6) :205–206, August 1958.
- [87] Petry, D. The Earth’s Gamma-ray Albedo as observed by EGRET. In Aharonian, F. A. and Völk, H. J. and Horns, D., editor, *AIP Conf. Proc. 745 : High Energy Gamma-Ray Astronomy*, pages 709–714, February 2005.
- [88] B. F. Phillips and G. Bogaert. Specification for the calorimeter pin photodiode assembly (flight units). Technical report, Laboratoire Leprince Ringuet - Ecole polytechnique and CEA, June 2001. LAT-DS-00209-D1.
- [89] Plaga, R. Detecting Intergalactic Magnetic Fields Using Time Delays in Pulses of Gamma-Rays. *Nature*, 374 :430–+, March 1995.
- [90] Primack, J. Probing Galaxy Formation with Gamma Rays. In *COSPAR, Plenary Meeting*, 2002.
- [91] Primack, J. R. and Bullock, J. S. and Somerville, R. S. and MacMinn, D. Probing galaxy formation with TeV gamma ray absorption. *Astroparticle Physics*, 11 :93–102, June 1999.
- [92] Protheroe, R. J. Effects of electron-photon cascading on the observed energy spectra of extragalactic sources of ultra-high-energy γ -rays. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 221 :769–788, February 1986.

- [93] Protheroe, R. J. and Stanev, T. Electron-photon cascading of very high-energy gamma-rays in the infrared background. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 264 :191–200, February 1993.
- [94] S. Ritz. Lat coordinate system. Technical note, lat-td-00035-01, LAT Collaboration, 2000.
- [95] Steve Ritz. GLAST Background. Technical report, GLAST Collaboration, 2003. LAT-PR-01967-01.
- [96] Stecker, Floyd W. and Malkan, M. A. and Scully, S. T. Intergalactic photon spectra from the far IR to the UV Lyman limit for $0 < z < 6$ and the optical depth of the universe to high energy gamma-rays. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2005.
- [97] Strickman, M. GLAST LAT Calorimeter Calibration Software calibGenCAL v3 Description. Technical note, lat-td-00035-01, GLAST Collaboration, January 2005.
- [98] R. Terrier. *Calorimetrie et Methodes d'Analyse Spectrale en Astronomie Gamma Spatiale*. PhD thesis, Physique Corpusculaire et Cosmologie, College de France, 2002.
- [99] Yung-Su Tsay. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Review of Modern Physics*, 46(4) :815–851, October 1974.
- [100] Vallée, J. P. Cosmic magnetic fields - as observed in the Universe, in galactic dynamos, and in the Milky Way. *New Astronomy Review*, 48 :763–841, September 2004.
- [101] VERITAS TeV γ ray observatory. <http://veritas.sao.arizona.edu/index.html>.
- [102] Virmani N. and Bourgeois P. Specification for the CAL Flight Dual PIN Photodiode. Technical report, GLAST Collaboration, April 2003. LAT-DS-00209-12.
- [103] A. von Kienlin *et al.* The glast burst monitor. In *Proc of the SPIE-Conference*, 2004.
- [104] W. Benbow *et al*, for the H.E.S.S. collaboration. The status and performance of H.E.S.S. In Aharonian, F. A. and Völk, H. J. and Horns, D., editor, *AIP Conf. Proc. 745 : High Energy Gamma-Ray Astronomy*, page 611, February 2005.
- [105] Widrow, L. M. Origin of galactic and extragalactic magnetic fields. *Reviews of Modern Physics*, 74 :775–823, 2002.
- [106] Wigmans, R. and Zeyrek, M. T. On the differences between calorimetric detection of electrons and photons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 485 :385–398, June 2002.
- [107] Wright, E. L. DIRBE minus 2MASS : confirming the cosmic infrared background at 2.2 microns. *Astrophysical Journal*, 553 :538–544, 2001.
- [108] Zdziarski, A. A. Saturated pair-photon cascades on isotropic background photons. *Astrophysical Journal*, 335 :786–802, December 1988.